

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Luís Henrique Sinki Kadowaki

**Processos magneto-hidrodinâmicos
associados a discos de acreção**

São Paulo

2017

Luís Henrique Sinki Kadowaki

Processos magneto-hidrodinâmicos associados a discos de acreção

Tese apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientadora: Prof.^a Dr.^a Elisabete Maria de Gouveia dal Pino

Versão corrigida. O original encontra-se disponível na Unidade.

São Paulo

2017

Em memória de meu pai, Taizoo Kadowaki.

Agradecimentos

Aos meus pais, Jacira e Taizoo, cujos esforços sempre serão por mim reconhecidos. Eu certamente não estaria aqui se não fossem os sacrifícios que realizaram ao longo de todos esses anos.

À Andreza, Gabriel, Rober, Dani, Maicon, Fátima e Geraldo. Apesar de caminhos separados, eles tiveram uma contribuição muito importante a partir de todo o apoio, respeito e carinho que recebi deles em momentos especiais da minha vida.

À minha orientadora, Prof.^a Dr.^a Elisabete M. de Gouveia Dal Pino, por uma orientação dedicada, exemplar e paciente. Apesar das intensas discussões que tivemos, é inegável a sua dedicação em formar pesquisadores de excelência, o que irá inspirar-me por toda a minha vida acadêmica.

Ao professor James Stone, Kengo Tomida e Zhaohuan Zhu, que me receberam gentilmente durante meu estágio na *Princeton University*.

Aos professores Antônio Mário, Roberto Costa, Jorge Horvath, Gastão Lima Neto, Zulema Abraham, Rodrigo Nemmen, João Steiner, Walter Maciel, Silvia Rossi e Vera Jatenco, que participaram da minha formação acadêmica desde minha graduação.

À maridagem: Tiago, Rafael, Alci, Henrique, Márcio e Rodrigo, amigos para uma vida inteira.

Aos meus amigos e colegas do departamento de Astronomia do IAG-USP: Paulo, Felippy, Carlos, Bruno, Daniel, Kadu, Pedro, Tiago, Ana e a tantas outras pessoas que me acompanharam durante o mestrado e o doutorado. Em especial, gostaria de agradecer ao Rogério Monteiro, com o qual compartilhei os mesmos desafios desde da graduação no IFUSP.

Aos meus amigos e colegas do meu grupo de pesquisa: Reinaldo, Maria, Claudio,

Grzegorz, Gustavo Guerrero, Gustavo Rocha, Behrouz, Chandra, Pankaj, William, Tânia, Lucas e Stelinha, pelos momentos de descontração e por todas as contribuições realizadas a partir de discussões muito construtivas.

Aos meus amigos e colegas dos planetários do Ibirapuera e do Carmo, e da Escola Municipal de Astrofísica. Em especial, ao Luis Ricardo, Tereza, Pedro, Kizzy, Martina, Dani, Tamires, Andressa, Cássia, Lucas, Daniel, Rosi, Luciano, Mauro e Tiago. Fico muito feliz em tê-los conhecido num momento bem agitado da minha vida.

Ao corpo técnico-administrativo do departamento de Astronomia do IAG-USP: Marina, Regina, Cida, Conceição, Marco, Luis, Ulisses, Patrícia e Carlos, que me auxiliaram a resolver diversos problemas com dedicação, competência e respeito.

Aos meus amigos do IFUSP, por quem sinto grande admiração.

À CAPES e CNPq (Processo n^o:142220/2013-2), pelo apoio financeiro.

Ao Laboratório de Astroinformática (IAG/USP, NAT/Unicsul) cujos equipamentos, financiados pela agência brasileira FAPESP (processo 2009/54006-4) e pelo INCT-A, foram utilizados neste trabalho. Gostaria de agradecer, também, o tempo fornecido no supercomputador Blue Gene/Q suportado pelo Centro de Pesquisas da Computação da *Rice University* e pela Superintendência de Tecnologia da Informática da Universidade de São Paulo.

Resumo

Eventos de reconexão magnética “rápida” podem ser um poderoso mecanismo operando nas regiões mais internas de microquasares e núcleos ativos de galáxias (AGNs, *active galactic nuclei*). [de Gouveia dal Pino e Lazarian \(2005\)](#) e [de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki \(2010\)](#) sugeriram que a potência magnética liberada em eventos de reconexão “rápida”, induzidas por um mecanismo de resistividade anômala (veja [Parker, 1979](#); [Biskamp et al., 1997](#)), entre as linhas de campo que erguem-se da região mais interna de um disco de acreção (geometricamente fino e opticamente espesso; veja [Shakura e Sunyaev, 1973](#)) para a coroa, e as linhas ancoradas no horizonte de eventos do buraco negro central, poderiam acelerar partículas a velocidades relativísticas e produzir a emissão rádio nuclear observada em microquasares e AGNs de baixa luminosidade (LLAGNs, *low luminosity AGNs*). Além disso, eles propuseram que a correlação empírica entre a emissão rádio nuclear e a massa dos buracos negros centrais dessas fontes (denominado de “plano fundamental”; veja [Merloni et al., 2003](#); [Fender et al., 2004](#)), num intervalo de 10 ordens de magnitude em massa, poderia estar relacionado a esses eventos.

Nesta tese, revisitamos este modelo de reconexão magnética “rápida”, porém, admitindo que o mesmo pode ser induzido alternativamente pela turbulência (veja [Lazarian e Vishniac, 1999](#)) presente nessas fontes. Aplicamos este novo cenário a uma amostra de 328 fontes astrofísicas (muito maior que a utilizada no trabalho de [de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki, 2010](#)) que incluem microquasares, LLAGNs, blazares e surtos de raios-gama (GRBs, *gamma-ray bursts*) e investigamos se a potência magnética liberada nesse processo poderia explicar a aceleração de partículas relativísticas e a emissão associada, não apenas em comprimentos de onda em rádio, mas também em energias muito altas, em raios-gama. Embora, em geral, as técnicas de detecção em rádio (de VLA e VLBI)

permitam saber a priori se a emissão observada vem da região nuclear ou do jato dessas fontes, o mesmo não ocorre com a emissão em raios-gama, pois os detectores atuais ainda possuem resoluções muito pobres. Encontramos que a tendência encontrada anteriormente é mantida para o caso dos microquasares e LLAGNs. Isto é, verificamos que as emissões em rádio e em raios-gama poderiam ser atribuídas à reconexão magnética “rápida” induzida por turbulência, mostrando-se mais eficaz que a induzida por resistividade anômala. Por outro lado, a mesma tendência não é encontrada para os blazares e GRBs, sugerindo que as emissões em rádio e raios-gama destas fontes devem ser produzidas ao longo do jato, por outra população de partículas relativísticas, como esperado, já que nessas classes de fontes o jato aponta para a linha de visada. Esses resultados foram publicados em [Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh \(2015\)](#).

Apresentamos nesta tese, também, o estudo realizado por [Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki \(2015\)](#), no qual a potência liberada em eventos de reconexão magnética “rápida” induzidos por turbulência é calculada admitindo um modelo de disco de acreção geometricamente espesso, opticamente fino e magnetizado, num regime sub-Kepleriano (MDAF, *Magnetically Dominated Accretion Flows*; veja [Meier, 2012](#); [Sikora e Begelman, 2013](#)). Os resultados obtidos não mudam substancialmente em relação àqueles descritos acima, demonstrando que os detalhes dos processos físicos do disco de acreção não são relevantes no processo de reconexão magnética “rápida” que ocorre na região coronal acima e abaixo do disco.

Por fim, uma vez que um estudo numérico ainda era necessário para comprovar a viabilidade de eventos de reconexão magnética “rápida” induzidas por turbulência num cenário mais complexo, realizamos simulações numéricas 3D-MHD locais, a partir de uma aproximação denominada de *shearing-box* (veja [Hawley et al., 1995](#)), utilizando campos magnéticos inicialmente intensos, com razão entre a pressão térmica e magnética da ordem da unidade ($\beta \sim 1$). Este estudo teve como objetivo verificar o papel das instabilidades Parker-Rayleigh-Taylor (IPRT, [Parker, 1966, 1977](#)) e magneto-rotacional (IMR, veja [Balbus e Hawley, 1991, 1992, 1998](#)) na formação da coroa turbulenta ao redor das fontes compactas e dos arcos magnéticos, os quais propiciam a formação de campos em larga escala, importantes para os eventos de reconexão magnética. A IMR é responsável tanto pela geração de turbulência em discos quanto pelo transporte de momento angular, possibilitando a acreção em regimes Keplerianos. Ela também é responsável pela amplificação

do campo magnético, a partir de um processo de dínamo. Já a IPRT tem papel importante na formação dos arcos magnéticos coronais através de forças de empuxo. Como esperado, nossas simulações revelaram a formação de arcos magnéticos devido à IPRT, seguido do desenvolvimento de turbulência devido à ação conjunta de ambas as instabilidades. Verificamos, também, que as condições de fronteira alteram significativamente os resultados das simulações quando comparadas com estudos similares realizados na literatura (veja, e.g., [Johansen e Levin, 2008](#)). Além disso, verificamos a presença de máximos locais de densidade de corrente, na região coronal turbulenta, induzidos pelo encontro entre arcos magnéticos de polaridades distintas, indicando a presença de eventos de reconexão magnética “rápida” que fornecem suporte ao modelo de reconexão estudado nesta tese.

Abstract

Fast magnetic reconnection events can be a very powerful mechanism operating in the core region of microquasars and active galactic nuclei (AGNs). [de Gouveia dal Pino e Lazarian \(2005\)](#) and [de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki \(2010\)](#) have suggested that the power released by fast reconnection events, driven by anomalous resistivity (see [Parker, 1979](#); [Biskamp et al., 1997](#)), between the magnetic field lines lifting from the inner accretion disk region (geometrically thin and optically thick; see [Shakura e Sunyaev, 1973](#)) into the corona and the lines anchored in the central black hole horizon could accelerate relativistic particles and produce the observed core radio emission from microquasars and low luminosity AGNs (LLAGNs). Moreover, they proposed that the observed correlation between the core radio emission and the mass of these sources (called “fundamental plane”; see [Merloni et al., 2003](#); [Fender et al., 2004](#)), spanning 10 orders of magnitude in mass, might be related to this process.

In this thesis, we revisited this fast magnetic reconnection model, assuming that it could be alternatively driven by the turbulence (see [Lazarian e Vishniac, 1999](#)), which is present in these systems. We applied this new scenario to a sample of 328 astrophysical sources (much larger than the sample used by [de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki, 2010](#)) including microquasars, LLAGNs, blazars and gamma-ray bursts (GRBs), and investigated whether the magnetic power released in this process could explain relativistic particle acceleration and the associated emission, not only in radio wavelengths, but also in very high energies, in gamma-rays. Although, in general, the radio detection techniques (VLA and VLBI) allow to know a priori whether the observed emission comes from the nuclear region or from the jet of these sources, the same does not occur with the gamma-rays, since the current detectors have still very poor resolutions. We have found that the trend

above for microquasars and LLAGNs is maintained. More specifically, we have found that radio and gamma-ray emissions could be attributed to fast magnetic reconnection driven by turbulence, proving to be more effective than the anomalous resistivity model. On the other hand, the emission from blazars and GRBs does not follow the same trend, indicating that the radio and gamma-ray emission in these sources is produced not in the core, but along the jet, by another population of relativistic particles, as expected since the jets in these classes of sources point to the line of sight. These results have been published in [Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh \(2015\)](#).

We have also presented in this thesis the study carried out by [Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki \(2015\)](#), where the power released by fast reconnection events driven by turbulence is calculated employing a geometrically thick, optically thin and magnetized accretion disk, in the sub-Keplerian regime (MDAF, Magnetically Dominated Accretion Flows; see [Meier, 2012](#); [Sikora e Begelman, 2013](#)). The results do not change substantially with regard to those described above, which suggests that the details of the accretion disk physics are not relevant in the magnetic reconnection process that occurs in the corona.

Finally, since a numerical study was required to probe the viability of fast magnetic reconnection events driven by turbulence in a more complex scenario, we have performed local 3D-MHD numerical simulations employing the shearing-box approximation ([Hawley et al., 1995](#)) starting with initially strong vertical magnetic fields, with a ratio between the thermal and magnetic pressures of the order of unity ($\beta \sim 1$). This study aimed at verifying the role of Parker-Rayleigh-Taylor instability (PRTI; see [Parker, 1966, 1977](#)) and magnetorotational instability (MRI, see [Balbus e Hawley, 1991, 1992, 1998](#)) in the formation of the turbulent corona around the compact sources, as well as the magnetic loops, allowing for the formation of large scale fields in the corona which are important for the magnetic reconnection events. The MRI is responsible for driving turbulence and transporting angular momentum in the disk, allowing the accretion in Keplerian regimes. This instability is also responsible for magnetic field amplification by dynamo processes. On the other hand, the PRTI has an important role in the formation of the large scale magnetic loops via buoyancy forces. As expected, our simulations have revealed the arising of magnetic loops due to PRTI, followed by the development of turbulence due to both instabilities. We also have verified that the boundary conditions change substantially the results of the simulations when compared with similar studies carried out in the literature

(see, e.g., [Johansen e Levin, 2008](#)). Furthermore, we have verified the presence of local maxima of current density in the turbulent coronal region produced by the encounter of magnetic loops of opposite polarity, indicating the presence of fast magnetic reconnection events, which support the reconnection model studied in this thesis.

Lista de Figuras

1.1	Exemplo dos três estados ativos do microquasar GRO J1655-40. Da esquerda para direita são ilustrados, respectivamente, os estados <i>High/Soft</i> , <i>Low/Hard</i> e SPL. A linha vermelha corresponde ao espectro de energia modelado com uma componente térmica e a linha tracejada azul a uma lei de potência. Já a linha pontilhada corresponde à linha de emissão Fe K α alargada relativisticamente. Figura adaptada de Remillard e McClintock (2006)	34
1.2	O diagrama da esquerda mostra a curva de luz no estado mais ativo do microquasar GX 339 – 4, comparado com a “relação de dureza” em raios-X. Os números de I a IV indicam as transições entre os diferentes estados (<i>Low/Hard</i> , SPL e <i>High/Soft</i>) desta fonte (veja a descrição no texto). O diagrama da direita corresponde à “relação de dureza-intensidade” da mesma fonte. Diagramas adaptados de Belloni et al. (2005)	36
1.3	Figura esquemática da região de reconexão magnética em torno de um buraco negro. R_X corresponde ao raio interno do disco de acreção, onde a pressão de arraste do disco é balanceada pela pressão magnética das linhas de campo do buraco negro. As linhas de campo magnético que se levantam do disco para a coroa são empurradas pelo fluxo em acreção contra aquelas que estão ancoradas no buraco negro, reconectando-se em uma região de descontinuidade magnética com uma largura ΔR_X e altura L_X (obtida de Kadowaki et al., 2015). No quadro esquerdo da figura é destacada a região de reconexão “rápida” induzida pela turbulência (veja mais detalhes no Capítulo 2).	39

2.1	À esquerda, esquema da zona de reconexão segundo o modelo de Sweet-Parker (veja Parker, 1957); no centro, segundo o modelo de Petscheck (veja Petscheck, 1964); e à direita, segundo o modelo de Lazarian e Vishniac (1999) . Adaptado de Lazarian (2005)	50
2.2	Potência magnética (\dot{W}_B) liberada em eventos de reconexão “rápida” desencadeadas por um mecanismo de resistividade anômala (em vermelho) e através da turbulência (em cinza claro) como função da massa dos buracos negros centrais. O espaço paramétrico foi obtido a partir dos seguintes parâmetros livres: $0.05 \leq \dot{m} \leq 1$; $1 \leq l \lesssim 18$ e $0.06l \lesssim l_X \leq l$, admitindo $R_X = 6R_S$ (obtido de Kadowaki et al., 2015).	60
2.3	Razão entre as pressões de radiação e do gás do disco de acreção (P_{rad}/P_{gas}) como função das massas dos buracos negros centrais para diferentes valores de \dot{m} . As regiões cinzas correspondem aos espaços paramétricos de P_{rad}/P_{gas} para o regime onde a pressão é dominada pela radiação ($P_{rad}/P_{gas} > 1$) e dominada pelo gás ($P_{rad}/P_{gas} < 1$). Obtida de Kadowaki et al. (2015)	62

- 2.4 Potência magnética (\dot{W}_B) liberada em eventos de reconexão “rápida” induzidos pelo mecanismo de resistividade anômala (em vermelho) e por turbulência (em cores cinzas) como função das massas dos buracos negros centrais. A parte superior do diagrama, correspondente ao modelo turbulento, indica o espaço paramétrico obtido a partir de um regime de disco dominado pela pressão de radiação (em cinza-claro) com altas taxas de acreção ($0.05 \leq \dot{m} \leq 1$). Já a parte inferior do diagrama (região cinza-escuro) corresponde a um disco dominado pela pressão do gás, com baixas taxas de acreção ($\dot{m} \simeq 5 \times 10^{-4}$). A região intermediária corresponde a uma sobreposição dos dois regimes. O espaço paramétrico da potência magnética da reconexão induzida por resistividade anômala, foi calculado somente para o regime de disco dominado pela pressão de radiação. Os outros parâmetros livres usados para calcular \dot{W}_B nos dois casos foram: $1 \leq l \lesssim 18$ e $0.06l \lesssim l_X \leq l$ (para $R_X = 6R_S$). As linhas contínua e tracejada correspondem às correlações observadas entre as massas dos buracos negros e a luminosidade rádio nuclear de LLAGNs, obtidas por [Nagar et al. \(2002, 2005\)](#). A linha pontilha-tracejada corresponde às mesmas correlações, porém, para uma amostra de AGNs e microquasares obtidas por [Merloni et al. \(2003\)](#). Figura obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#). 64
- 2.5 $\dot{W}_{B_{turb}}$ em função das massas dos buracos negros centrais (veja eq.2.25). No diagrama são apresentadas a emissão rádio nuclear de 233 LLAGNs (símbolos vermelhos, que incluem galáxias do tipo Seyferts e LINERs) e 9 microquasares (ou GBHs, representados pelos símbolos verdes). O espaço paramétrico utilizado é o mesmo da Figura 2.4. As setas (quando presentes) indicam que as luminosidades obtidas são somente limites superiores. As posições de algumas fontes são destacadas no diagrama (Cgy-X1, Cgy-X3, Cen A, Per A, M87 e IC310). Figura obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#). . . 65

- 2.6 Esta figura apresenta W_{Bturb} para o mesmo espaço paramétrico da Figura 2.5, porém, incluímos a emissão em raios-gama de uma sub-amostra de LLAGNs e microquasares. A emissão em altas energias é representada por círculos pretos e a emissão rádio é representada por estrelas pretas (para distingui-los do resto da amostra). Nos poucos casos em que havia emissões disponíveis na literatura em mais de uma banda de altas energias, de MeV/GeV a TeV, ligamos essas emissões por linhas verticais que conectam os valores mínimos e máximos da luminosidade em raios-gama com as emissões em rádio de cada uma das fontes. As setas associadas aos símbolos indicam somente limites superiores para a emissão em raios-gama. Figura obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#). 67
- 2.7 Similar à Figura 2.5, porém incluindo a emissão a emissão rádio observada da componente nuclear de blazares (representadas por estrelas azuis), além da emissão rádio nuclear de LLAGNs e microquasares. As linhas tracejadas verticais correspondem à correção devido ao *Doppler boosting*. Os símbolos vermelhos e verdes correspondem às emissões rádio dos LLAGNs e microquasares, respectivamente. Figura obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#). 69
- 2.8 Esta figura é similar à Figura 2.7, porém incluímos também a emissão em raios-gama observada dos blazares (representada pelos círculos azuis) e de GRBs (representada pelos círculos laranja). As linhas tracejadas verticais correspondem à correção da emissão observada pelos efeitos de *Doppler boosting*. Os símbolos vermelhos correspondem às emissões rádio e em raios-gama dos LLAGNs e os símbolos verdes às emissões rádio e em raios-gama dos microquasares. Figura obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#). 70

- 2.9 O diagrama acima mostra a distribuição de energia espectral (SED) calculada por [Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle \(2015\)](#) para o microquasar Cgy-X1. O cálculo foi realizado através do modelo de reconexão magnética “rápida” ao redor de buraco negros descrito nesta tese (veja, também, [Kadowaki et al., 2015](#)). Os círculos, triângulos e estrelas correspondem às observações do rádio aos raios-gama desta fonte. Em particular, as estrelas vermelhas e pretas correspondem respectivamente à emissão atribuída à estrela secundária e ao disco de acreção propriamente (assim, as mesmas não estão relacionadas ao modelo de reconexão aqui descrito). Diagrama obtido de [Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle \(2015\)](#). 77
- 3.1 Diagrama esquemático do modelo de [Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki \(2015\)](#). O esquema da direita apresenta um disco de acreção fino truncado num raio R_1 , próximo à região equatorial do sistema. Acima deste e para raios maiores que R_0 , é representada a região coronal, ou o disco espesso do tipo ADAF. Entre os raios R_1 e R_0 é apresentada a zona de transição entre os discos MDAF e ADAF. Já o esquema da esquerda descreve o cenário de reconexão magnética “rápida” na região MDAF, ao redor do buraco negro central ($R_X = R_1$). As linhas de campo magnético ancoradas no horizonte do buraco negro encontram aquelas do disco espesso, e a reconexão magnética “rápida” pode ocorrer conforme descrito no texto. Adaptado de [Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki \(2015\)](#) e [Meier \(2012\)](#). 83

3.2	Potência magnética liberada em eventos de reconexão magnética “rápida” induzida por turbulência em função da massa dos buracos negro. O modelo de disco MDAF (eq. 3.12) está representado pelo espaço paramétrico cinza. Sobreposto a este, está o modelo de disco fino representado pelo espaço paramétrico hachurado em vermelho. As linhas pretas contínua e tracejada correspondem às correlações observadas entre a luminosidade rádio nuclear em função da massa do buraco negro central encontrada em LLAGNs por Nagar et al. (2002) e Nagar et al. (2005). A linha pontilhada-tracejada corresponde às correlações observadas para AGNs e microquasares obtidas por Merloni et al. (2003). Adaptado de Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki (2015).	87
3.3	A região em cinza representa \dot{W}_{Bturb} obtida pela equação (3.12), admitindo um modelo de disco geometricamente espesso, opticamente fino e magnetizado (MDAF). Os resultados foram comparados com as emissões em rádio e em raios-gama de microquasares, LLAGNs, blazares e GRBs (veja tabelas do apêndice C). As cores são as mesmas que as utilizadas na figura 2.8. . .	89
4.1	O esquema (a) representa o estado inicial de um plano formado por um campo magnético perpendicular à aceleração gravitacional \mathbf{g} . Já os esquemas (b) e (c) correspondem às instabilidades de intercâmbio e ondular, respectivamente. Já o esquema (d) corresponde ao desencadeamento de ambas as instabilidades devido à presença de perturbações randômicas num sistema tridimensional. Imagem adaptada de Matsumoto et al. (1993).	94
4.2	Configuração das linhas de campo magnético sob a presença da instabilidade Parker. Uma perturbação inicial, paralela a um campo magnético (que por sua vez é perpendicular à aceleração gravitacional \mathbf{g}), faz com que as linhas de campo sejam curvadas, produzindo arcos magnéticos. Com isto, o gás será escoado para os vales destes arcos, ganhando energia magnética, ao serem comprimido junto às linhas de campo. Imagem obtida de Parker (1966).	96

4.3	Dois elementos de fluido em órbitas vizinhas conectadas por uma mola fraca. A mola exerce uma força de tensão restauradora sobre o sistema resultando em um transporte de momento angular para fora do disco (esquema obtido de Balbus e Hawley, 1998).	98
4.4	A imagem à esquerda corresponde à simulação numérica global de um disco de acreção em torno de sua fonte central (imagem extraída de Kadowaki, 2011). A imagem à direita corresponde a uma simulação numérica realizada a partir de uma <i>shearing-box</i> , usada para estudar a estrutura local do disco de acreção (veja mais detalhes abaixo).	100
4.5	Condições de fronteira da <i>shearing-box</i> para a direção radial “ <i>x</i> ”. Em $t = 0$ o domínio computacional é cercado por caixas (compostas pelas células fantasmas) que são estritamente periódicas na direção radial. A figura à esquerda mostra o deslocamento relativo destas caixas, na direção azimutal “ <i>y</i> ”, em relação ao domínio computacional à medida que o tempo avança. Após $t = nL_y/(q\Omega_0L_x)$ (para $n = 1, 2, 3, \dots$), as caixas retornam à posição inicial (em $t = 0$), retomando a periodicidade na direção radial. A figura à direita mostra como as variáveis são interpoladas e copiadas para as células fantasmas. Figuras extraídas de Hawley et al. (1995)	103
4.6	Perfil inicial da distribuição de densidade do modelo PMRIg_11H_oxz12y24, em escala logarítmica. O domínio computacional possui uma resolução, nas três direções, de ~ 10.6 células por escala de altura térmica do sistema ($H = c_s\Omega_0^{-1}$), numa caixa de dimensões $12H \times 24H \times 12H$	110
4.7	Evolução das linhas de campo magnético a partir do instante inicial (diagrama de cima) e após dois períodos orbitais (diagrama de baixo). As cores ao fundo correspondem à distribuição de densidade de massa, em unidades do código e em escala logarítmica. As escalas de cores das linhas correspondem à intensidade total do campo magnético. A figura mostra a formação de arcos magnéticos, principalmente, nas regiões mais altas do sistema. . .	111

- 4.8 Perfil vertical (z) do valor médio do campo magnético azimutal ($\langle B_y \rangle_{xyt}$) e do valor quadrático médio do campo vertical ($\text{rms}(B_z)_{xyt} = \sqrt{\langle B_z^2 \rangle_{xyt}}$, ambos obtidos nas direções “ x ” e “ y ”). Para ambos os casos, foram calculadas médias temporais num tempo inferior a 10 períodos orbitais, correspondente à ação da IPRT sobre o sistema. A IPRT tem como consequência a criação de campos verticais, uma vez que as linhas do campo azimutal são esticadas, formando arcos magnéticos. 112
- 4.9 O diagrama da esquerda mostra a evolução temporal da densidade de energia magnética (normalizada em função da pressão inicial no meio plano do disco, P_0) avaliada a partir das componentes do campo B_x , B_y e B_z . A linha contínua corresponde à componente radial “ x ”, a pontilhada à componente azimutal “ y ” e a tracejada à componente vertical “ z ”. A densidade de energia magnética total é representada pela linha pontilhada-tracejada. Já o diagrama da direita mostra a evolução temporal do parâmetro de viscosidade α de [Shakura e Sunyaev \(1973\)](#), onde a linha contínua mostra a contribuição do tensor de *stress* de Maxwell $T_{xy}^{Max} = -B_x B_y$; e a linha pontilhada a contribuição do tensor de *stress* de Reynolds $T_{xy}^{Rey} = \rho u_x u_y$. Em ambos os diagramas foram obtidas médias volumétricas em todo o domínio computacional. 113
- 4.10 Evolução temporal das médias volumétricas da densidade de energia magnética (primeira figura, de cima para baixo), do tensor de *stress* de Maxwell (figura do meio) e da razão entre as pressões térmica e magnética (β , última figura). As cores preta, vermelha e azul correspondem às médias obtidas na região do disco (entre $-3H$ e $3H$), na coroa acima do disco (*upper corona*, entre $3H$ e $5H$) e na coroa abaixo do disco (*lower corona*, entre $-3H$ e $-5H$), respectivamente. A linha verde corresponde às médias volumétricas obtidas em todo o domínio computacional. 115

4.11	Componente flutuante ($\mathbf{b} = \mathbf{B} - \langle \mathbf{B} \rangle_{xy}$) dos campos magnéticos azimutal (b_y , diagrama à esquerda) e vertical (b_z , diagrama à diagrama), no plano “ xz ” em $y = 0$ e $t = 1P$. Em ambos os diagramas, as estruturas na região do disco de acreção correspondem a números de onda verticais responsáveis pelo desencadeamento da IMR. As cores correspondem à intensidade do campo magnético.	116
4.12	Evolução das linhas de campo magnético e da distribuição de densidade de massa em $t = 4P, 8P, 12P$ e $16P$. As cores correspondem às mesmas adotadas nos diagramas da Figura 4.7. Nesta figura, é possível observar que as linhas de campo entrelaçam-se à medida que a turbulência desenvolve-se no sistema.	117
4.13	O diagrama de cima mostra a evolução temporal das médias volumétricas da densidade de energia magnética total (linha preta), e separada nas componentes média (linha azul) e flutuante (linha vermelha). O diagrama de baixo, por sua vez, mostra a evolução da razão entre as componentes média e flutuante. Após dez períodos orbitais, as flutuações passam a dominar o sistema.	118
4.14	Evolução temporal e perfil vertical (z) dos valores médios das componentes B_x , B_y e B_z do campo magnético, respectivamente. A médias foram obtidas nas direções “ x ” e “ y ”. É possível verificar que após 10 períodos orbitais o sistema passa por uma transição. A partir deste instante as componentes B_x e B_y passam a apresentar variabilidade temporal com alternância de polaridade devido à ação do dínamo desencadeada pela IMR.	121
4.15	Os diagramas apresentam a magnitude da densidade de corrente (em escala de cores ao fundo) para a região coronal ($3H < z < 5H$) e o disco de acreção ($-3H < z < 3H$), no plano “ yz ”, em $x = 0$ (corte no meio do domínio computacional) e $t = 2P$. As linhas brancas correspondem aos lençóis de corrente identificados a partir dos máximos locais, para $\varepsilon = 2$ (veja Zhdankin et al., 2013).	123

4.16	Diagrama tridimensional da região coronal acima do disco ($3H < z < 5H$), em $t = 2P$, com as linhas de campo magnético. As cores ao fundo correspondem à magnitude da densidade de corrente e os pontos brancos são os máximos locais identificados pelo algoritmo descrito acima, para $\varepsilon = 2$	124
4.17	Evolução do número de máximos locais (j_{max}) para três diferentes valores de ε (2, 4 e 6; indicados pelas linhas preta, vermelha e azul, respectivamente). O diagrama de baixo mostra a evolução da média volumétrica da densidade de corrente ($\langle J \rangle$) obtida na região coronal acima do disco de acreção ($3H < z < 5H$).	125
4.18	Os diagramas da parte superior correspondem à evolução temporal das médias volumétricas da densidade de energia magnética total (diagrama da esquerda) e do tensor de <i>stress</i> de Maxwell (diagrama da direita), ambos normalizados pela pressão inicial P_0 no meio plano do disco. Os diagramas da parte inferior correspondem à evolução temporal de $\langle \beta \rangle$. O diagrama inferior esquerdo corresponde às médias obtidas na região do disco (entre $-3H$ e $3H$), enquanto que o da direita corresponde à coroa acima do disco (entre $3H$ e $5H$). Para todas os diagramas, as cores preta, vermelha, azul e verde correspondem às médias obtidas para diferentes valores iniciais de β (veja a legenda nos diagramas). A linha preta, indicada pelo símbolo *, corresponde ao modelo padrão (PMRIg.11H.oxz12y24, veja Figura 4.10), enquanto que a vermelha corresponde ao modelo com uma caixa reduzida, ambas inicializadas com $\beta = 1$	127
4.19	Evolução temporal do perfil vertical da componente azimutal B_y , cujas médias foram obtidas no plano “ xy ”, para os modelos com β inicial 1, 10 e 100, de cima para baixo, respectivamente (assim como apresentado na Figura 4.14). É possível verificar a queda na intensidade do campo médio e na frequência de inversão de polaridade para $\beta = 100$	129
4.20	Evolução temporal do perfil vertical da componente radial B_x , cujas médias foram obtidas no plano “ xy ”, para os modelos com β inicial 1, 10 e 100, de cima para baixo, respectivamente (assim como apresentado na Figura 4.19).	131

4.21	Evolução das linhas de campo magnético e da distribuição de densidade de massa em $t = 2P$ e $3P$, para o modelo com rotação rígida ($q = 0$). As cores correspondem às mesmas adotadas nos diagramas da Figura 4.7.	132
4.22	Evolução temporal das médias volumétricas da Figura 4.18. A linhas verde, azul, vermelha e preta, correspondem aos modelos com $q = 0, 0.5, 1.0$ e 1.5 , respectivamente.	133
4.23	Evolução temporal da média volumétrica do tensor de <i>stress</i> de Maxwell, normalizado pela pressão inicial P_0 no meio plano do disco, para o modelo $q = 0$	134
4.24	Evolução temporal das mesmas variáveis das figuras 4.18 e 4.22, mas para um modelo com fronteiras abertas (ou <i>outflow</i> , linha preta) e outro com fronteiras estritamente periódicas (linha vermelha).	136
4.25	Evolução das linhas de campo magnético e da distribuição de densidade de massa em $t = 0, 2P, 4P, 8P, 12P$ e $16P$, para o modelo com fronteiras periódicas na direção vertical. As cores correspondem às mesmas adotadas nos diagramas da Figura 4.12.	138
B.1	O diagrama da esquerda mostra a posição dos fluxos obtidos a partir de médias espaciais na área da face da célula (e.g., $\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}$), além das componentes do campo elétrico obtidos a partir das médias espaciais ao longo das arestas da célula (e.g., $\varepsilon_{x,i,j+1/2,k+1/2}$). O diagrama da direita mostra a posição das variáveis conservativas obtidas a partir de médias espaciais no volume da célula ($\mathbf{U}_{i,j,k}$), e das componentes do campo magnético obtidas a partir de médias espaciais na área da face da célula (e.g., $B_{x,i+1/2,j,k}$). Figura obtida de Stone et al. (2008).	184
B.2	O diagrama acima mostra o método de reconstrução <i>piecewise linear</i> , onde uma interpolação linear das variáveis primitivas, a partir dos valores centrais, é realizada para avaliar os fluxos do lado esquerdo e direito das interfaces entre as células do domínio computacional, definindo o problema de Riemann. Figura obtida de Stone et al. (2008).	185
B.3	Padrão de ondas gerado pela solução local do problema de Riemann nas interfaces das células em $i - 1/2$ e $i + 1/2$. Figura obtida de Toro (2009).	186

Lista de Tabelas

4.1	Parâmetros das simulações	107
C.1	Emissões em rádio e em raios-gama de microquasares e LLAGNs	189
C.2	Emissões em rádio e em raios-gama de blazares	195
C.3	Emissões em raios-gama de GRBs	197

Sumário

1. <i>Introdução</i>	33
1.1 Características observacionais de sistemas com buracos negros	34
1.2 Possíveis mecanismos de aceleração de partículas	39
2. <i>Eventos de reconexão magnética “rápida” ao redor de buracos negros</i>	45
2.1 Possível cenário para a região coronal de um disco de acreção instantes antes de um evento de reconexão magnética “rápida”	46
2.1.1 Formação da magnetosfera de um buraco negro	46
2.1.2 Origem do campo magnético do disco	47
2.2 Cálculo da potência liberada em eventos de reconexão magnética “rápida”	49
2.2.1 Mecanismos de reconexão magnética	49
2.2.2 Parâmetros do disco e de sua coroa magnetizada	52
2.2.3 Reconexão magnética “rápida” induzida por resistividade anômala	56
2.2.4 Reconexão magnética “rápida” induzida por turbulência	57
2.2.5 Discos de acreção dominados pela radiação ou pela pressão térmica do gás	61
2.3 Comparação entre \dot{W}_B e as emissões em rádio e em raios-gama em função das massas dos buracos negros centrais	62
2.3.1 Comparação entre \dot{W}_B com microquasares e LLAGNs	63
2.3.2 Comparação entre \dot{W}_B com blazares e GRBs	68
2.4 Discussão	71
2.4.1 Resistividade anômala versus turbulência	71

2.4.2	Aceleração de partículas induzida pela potência magnética liberada em eventos de reconexão	73
2.4.3	Comparação com as observações	74
3.	<i>Eventos de reconexão magnética em discos MDAF</i>	81
3.1	Parâmetros do disco de acreção MDAF e de sua coroa magnetizada	82
3.2	Cálculo de \dot{W}_{Bturb} considerando um disco MDAF	85
3.3	Resultados e discussão	86
4.	<i>Instabilidades MHD em discos de acreção e suas implicações em eventos de reconexão magnética</i>	91
4.1	Instabilidade Parker-Rayleigh-Taylor	92
4.1.1	O empuxo magnético e as instabilidades ondular e de intercâmbio	92
4.2	Instabilidade magneto-rotacional	96
4.2.1	IMR: Um tratamento simples	97
4.3	Método numérico: A <i>shearing-box</i> e as equações MHD	100
4.3.1	Condições de fronteira	102
4.3.2	Condições iniciais	105
4.4	Resultados das simulações: ação da IPRT e IMR	107
4.4.1	Diagnósticos	108
4.4.2	Modelo PMRIg_11H_oxz12y24	109
4.4.2.1	Desenvolvimentos dos arcos magnéticos pela IPRT	109
4.4.2.2	Evolução do disco e da coroa	113
4.4.2.3	Transição entre a IPRT e a IMR	114
4.4.2.4	Possíveis regiões de reconexão magnética	120
4.4.3	Comparação entre diferentes valores de β	125
4.4.4	Comparação entre diferentes valores de q	130
4.4.5	Ação das condições de fronteira na direção vertical	134
4.5	Discussão e Conclusões	137
5.	<i>Conclusões e Perspectivas</i>	143
	<i>Referências</i>	149

<i>Apêndice</i>	169
<i>A. A estrutura de discos de acreção finos</i>	171
A.1 Discos Keplerianos	171
<i>B. Método Numérico e o código ATHENA</i>	179
B.1 Forma matricial das equações MHD	180
B.2 Discretização	182
B.2.1 Divergência de \mathbf{B} e o método de área finitas	183
B.3 Método de reconstrução	185
B.4 Soluções de Riemann	186
B.5 Evolução temporal	187
<i>C. Tabelas das emissões rádio e gama observadas de fontes compactas</i>	189
<i>D. Artigos publicados durante o doutorado</i>	199

Introdução

Acredita-se que buracos negros sejam bastante comuns em meios astrofísicos. Por exemplo, aparecem em diferentes escalas, com massas de aproximadamente 1 a 10 massas solares presentes em sistemas estelares binários (BHBS, *black hole binaries*; ou microquasares; veja, e.g., [Mirabel e Rodríguez, 1998](#)), até os buracos negros supermassivos de 10^6 a 10^{10} massas solares nos núcleos ativos de galáxias (AGNs, *active galactic nuclei*). É também possível que surtos de raios-gama de curta duração (GRBs, *gamma-ray bursts*), os quais são tidos como os eventos mais energéticos do Universo, produzindo luminosidades de até $10^{54} \text{ erg.s}^{-1}$ (veja, e.g., [Piran, 1999, 2004](#)), sejam produzidos a partir de buracos negros formados pela fusão de sistemas binários de estrelas de nêutrons. Buracos negros correspondem à singularidades no espaço-tempo, a atração gravitacional destes objetos é grande o suficiente para que a velocidade de escape seja superior à velocidade da luz, de maneira que só podem ser indiretamente detectados através da ação que exercem sobre a matéria (de gás e/ou estrelas) ao seu redor. Em geral, acredita-se que possuam um disco de acreção de matéria que espirala em direção ao seu centro (acredita-se, pois nem sempre esses discos são diretamente detectáveis; veja adiante). Na ausência de rotação significativa de matéria, a acreção deve ser esférica, como estudado por [Bondi \(1952\)](#). Em contrapartida, em sistemas com rotação significativa, a acreção se faz por meio de um disco e este processo é fortemente limitado pela ação de uma barreira centrífuga (onde em regimes de rotação Kepleriana, o equilíbrio entre as forças centrífuga e gravitacional impede a acreção, na ausência de forças viscosas). Logo, um processo viscoso intrínseco ao disco deve atuar para levar a uma remoção do momento angular e possibilitar que o gás seja deslocado radialmente em direção à fonte central. Estes sistemas são conhecidos como discos de acreção, e são observados (direta ou indiretamente) em vários sistemas astrofísicos, como aqueles

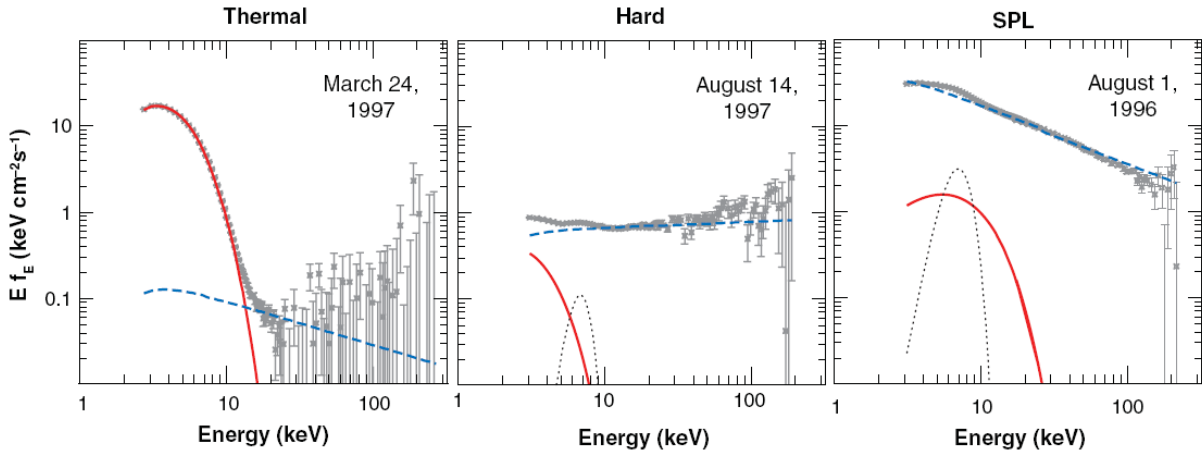


Figura 1.1: Exemplo dos três estados ativos do microquasar GRO J1655-40. Da esquerda para direita são ilustrados, respectivamente, os estados *High/Soft*, *Low/Hard* e SPL. A linha vermelha corresponde ao espectro de energia modelado com uma componente térmica e a linha tracejada azul a uma lei de potência. Já a linha pontilhada corresponde à linha de emissão Fe $K\alpha$ alargada relativisticamente. Figura adaptada de Remillard e McClintock (2006).

citados acima. Apesar da sua diversidade, a estrutura e a dinâmica destes objetos podem ser entendidas por uma teoria que combina cisalhamento, viscosidade e turbulência (veja, e.g., Shakura e Sunyaev, 1973).

A seguir, detalhamos as principais características de algumas dessas classes de fontes que serão foco de estudo neste trabalho.

1.1 Características observacionais de sistemas com buracos negros

Entre os sistemas que discutiremos nesta tese, estão os microquasares. Estes são sistemas binários caracterizados pela presença de uma estrela não-degenerada cuja matéria é capturada por um disco de acreção em torno de um buraco negro (veja, e.g., Bolton, 1972; Webster e Murdin, 1972, referentes aos primeiros estudos destes sistemas através das observações no óptico e em raios-X da fonte Cygnus X-1). Estes sistemas frequentemente apresentam três estados de atividade cujo espectro em raios-X normalmente exhibe uma componente térmica (*High/Soft*); outra não-térmica (*Low/Hard*), usualmente modelada por uma lei-de-potência (com índice espectral p , onde a distribuição de elétrons é dada por $N(E)dE \propto E^{-p}$); e outro também dominado por uma lei-de-potência, porém, com índice espectral maior que do estado anterior, conhecido como *soft steep-power-law* (SPL) (veja a figura 1.1; e Remillard e McClintock, 2006).

Diferentes regimes de acreção são invocados para explicar os geralmente complexos padrões de emissão observados nessas fontes, em diferentes comprimentos de onda. Estes incluem, por exemplo, mudanças sistemáticas e quase-periódicas do regime de acreção, que caracterizam as transições de estado citadas acima. Os diagramas da Figura 1.2 (obtidas de Belloni et al., 2005) mostram a evolução da curva da luz do microquasar GX 339 – 4 na sua fase de maior atividade, comparada com a “relação de dureza” (*hardness ratio*)¹ em raios-X. O trecho I-II, em ambos os diagramas, corresponde ao estado *Low/Hard*, atribuído ao processo Compton inverso provavelmente na região coronal², quando a parte interna de um disco fino é temporariamente exaurida ou truncada. Por sua vez, o trecho II-III corresponde a uma rápida fase transiente (da ordem de alguns dias) cuja origem da emissão poderia ser devido a choques, instabilidades ou reconexão magnética em um jato formado quando o sistema passa de uma fase “dura” para uma fase “mole” do estado SPL. O trecho III-IV corresponde ao estado *High/Soft*, atribuído ao aquecimento do gás acretado na região mais próxima ao buraco negro, através de um disco de acreção geometricamente espesso. Por fim, no trecho IV-I, o sistema volta a apresentar uma emissão não-térmica, sem indícios de ejeções de matéria na forma de jatos superluminais.

Fenômenos mais violentos e esporádicos, como *flares* em rádio são também observados, ou mesmo variações quase-periódicas (denominadas QPOs, *quasi-periodic oscillations*), cujas origens ainda não são bem compreendidas (veja, e.g., Dhawan et al., 2000; Hannikainen et al., 2001; Remillard e McClintock, 2006). Conforme observado acima, frequentemente, essas fontes exibem jatos colimados relativísticos. A formação desses jatos ainda é bastante discutida na literatura, porém, os modelos mais aceitos envolvem a aceleração de partículas ao longo das linhas de campo magnético emergindo do disco de acreção, por um processo magneto-centrifugo (veja Capítulo 2; e Blandford e Payne, 1982; Spruit, 1996); ou a produção do jato por meio da transferência de momento angular do buraco negro de Kerr (i.e, em rotação) para o fluido circundante através das linhas de campo (Blandford e Znajek, 1977).

Assim como os microquasares, a região central dos AGNs também é formada por um

¹ Esta relação é calculada a partir da diferença normalizada entre as contagens corrigidas da exposição entre as bandas de alta e baixa energia (e.g., entre as bandas 20 – 200 keV e 2 – 12 keV, veja Park et al., 2006).

² Uma região formada por um plasma opticamente fino, rarefeito e quente acima e abaixo do disco de acreção.

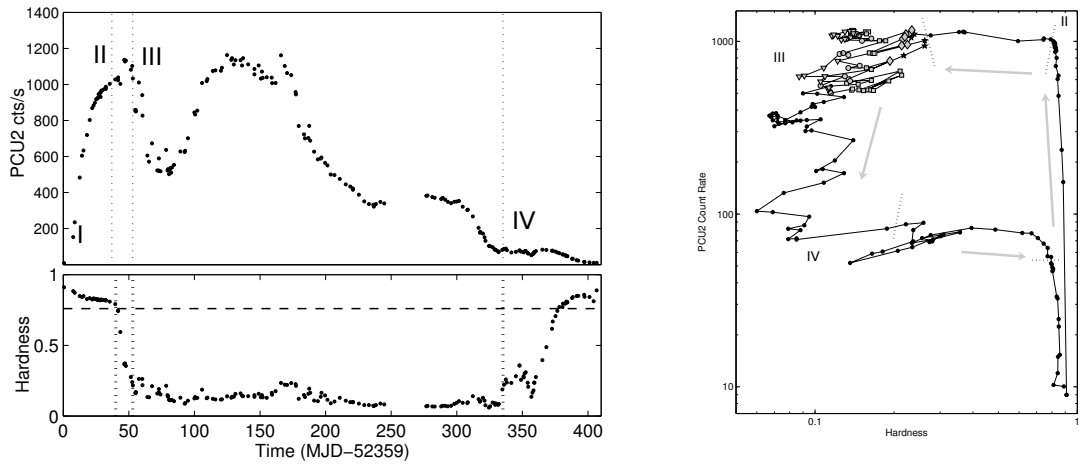


Figura 1.2: O diagrama da esquerda mostra a curva de luz no estado mais ativo do microquasar GX 339–4, comparado com a “relação de dureza” em raios-X. Os números de I a IV indicam as transições entre os diferentes estados (*Low/Hard*, *SPL* e *High/Soft*) desta fonte (veja a descrição no texto). O diagrama da direita corresponde à “relação de dureza-intensidade” da mesma fonte. Diagramas adaptados de Belloni et al. (2005).

buraco negro (porém, supermassivo) e um disco de acreção ao seu redor. Os AGNs também podem apresentar jatos cujas partículas aceleradas a velocidades relativísticas interagem com o campo magnético produzindo não somente uma emissão síncrotron observável em rádio, mas também em outros comprimentos de onda. A partir das propriedades observacionais em diferentes comprimentos de onda, os AGNs são classificados em diferentes classes. Estas incluem as galáxias Seyfert, os LINERs (*low ionization nuclear emission regions*), ambos com emissão em rádio fraca ou não detectável (*radio quiet*); as rádio-galáxias e os blazares³, ambos com emissão em rádio intensa e de natureza não-térmica (*radio loud*; veja, e.g., Netzer, 2013). Em contrapartida, acredita-se que todas essas classes sejam na realidade diferentes manifestações de um mesmo tipo de objeto visto por diferentes ângulos em relação à linha de visada (veja, e.g., Urry e Padovani, 1995).

A morfologia em rádio de rádio-galáxias e blazares é frequentemente descrita em termos de duas componentes, uma extensa (i.e, resolvida espacialmente) e a outra compacta (i.e., não-resolvida em resoluções da ordem de 1 milissegundo de arco). Essas duas componentes possuem diferentes características espectrais, embora o mecanismo síncrotron pareça atuar em ambos os casos. A morfologia da componente extensa é geralmente dupla, ou seja,

³ Blazares diferenciam-se do resto dos AGNs por possuírem jatos apontando na direção da linha de visada do observador.

apresenta dois lóbulos de emissão, com diferentes graus de simetria, que são identificados como jatos que emergem em duas direções diametralmente opostas das regiões mais centrais dos AGNs. Em contrapartida, é possível identificar fontes nas quais somente um dos lóbulos pode ser observado. Além disso, a componente extensa pode apresentar dimensões da ordem de megaparsecs, enquanto que a componente compacta possui dimensões da ordem de $0.01 - 1 pc$ (veja, e.g., [Kellermann e Pauliny-Toth, 1981](#)). A maior diferença entre essas duas componentes, é que a “extensa” é opticamente fina para a sua própria emissão em rádio, o que não é verdade para o caso das fontes compactas, que são opticamente espessas.

No contexto da emissão de altas energias em raios-gama, no intervalo de GeV a TeV, os blazares são as fontes frequentemente mais observadas, tanto com o satélite Fermi-LAT quanto com telescópios Cherenkov em solo (veja, e.g., [de Gouveia Dal Pino et al., 2016](#), e referências ali contidas). Essa emissão é comumente atribuída à radiação não-térmica Compton inverso, ou *Synchrotron-self-Compton*, ou ainda a interações próton-próton ou próton-fóton, produzidas por partículas relativísticas aceleradas no interior do jato, sendo a emissão aparente intensificada pelo efeito Doppler (ou *Doppler boosting*), uma vez que esses jatos apontam para a linha de visada e possuem altos fatores de Lorentz ($\Gamma_0 \sim 5 - 40$; veja, e.g., [Urry e Padovani, 1995](#); [Actis et al., 2011](#); [Saikia et al., 2016](#)).

Recentemente, porém, algumas rádio-galáxias (M87, Centaurus A e NGC1275; veja [Merloni et al., 2003](#); [Nagar et al., 2005](#); [Fender et al., 2004](#)) consideradas núcleos ativos de galáxias de baixa luminosidade (LLAGNs, *low luminosity AGNs*)⁴, também foram observadas na banda das altas energias por detectores como o HEGRA, HESS, MAGIC e VERITAS (veja, por exemplo, [Sol et al., 2013](#))⁵. Essas fontes apresentam jatos, na região nuclear, que não estão alinhados em relação à linha de visada (por exemplo, para M87, esse ângulo é da ordem de 30° ; veja [Reynoso et al., 2011](#)), o que implica somente numa pequena amplificação de fluxo devido ao *Doppler boosting*. Essas características tornam difícil explicar a emissão em altas energias a partir do cenário padrão utilizado para os blazares. Além disso, a emissão TeV de algumas rádio-galáxias é altamente variável, com escalas de tempo de poucos dias ($t_{var} \sim 1 - 2$ dias para M87), indicando regiões de emissão extremamente compactas (correspondendo a escalas da ordem de alguns raios de Schwarzschild;

⁴ LLAGNs são fontes com $L_{H\alpha} \leq 10^{40} erg s^{-1}$ (veja [Ho et al., 1997](#); [Nagar et al., 2005](#)).

⁵ Existe o caso da fonte IC310, uma rádio-galáxia interpretada como pertencente à família dos blazares (veja [Kadler et al., 2012a](#); [Aleksić et al., 2014](#)).

veja [Abramowski et al., 2012](#)). Essas descobertas têm motivado novos estudos buscando mecanismos alternativos para a aceleração de partículas (veja, por exemplo, [de Gouveia Dal Pino et al., 2014, 2016](#)) e modelos de emissão (veja [Neronov e Aharonian, 2007](#); [Rieger e Aharonian, 2008](#); [Tavecchio e Ghisellini, 2008a,b](#); [Abdo et al., 2009](#)), onde acredita-se que os raios-gama, no intervalo de GeV a TeV, poderiam ser originados na vizinhança do buraco negro central, próxima à base de lançamento do jato.

De forma similar, é esperado que os microquasares também emitam raios-gama de altas energias, uma vez que apresentam similaridades, apesar das diferentes escalas, com os LLAGNs (veja [Romero et al., 2007](#), GPK10). Até agora, somente uma fonte, Cyg-X3, apresentou tal emissão comprovadamente, obtida pelos observatórios Agile e Fermi ([Tavani et al., 2009](#); [Fermi LAT Collaboration et al., 2009](#)). Nas energias da ordem de TeVs, somente limites superiores foram obtidos (veja, e.g. [Ackermann et al., 2012](#)). Existem, também, evidências esporádicas da emissão em raios-gama, no intervalo GeV a TeV, provenientes de Cyg X-1 ([Albert et al., 2007](#); [Malyshev et al., 2013](#)) e limites superiores no intervalo de 0.1 a 10 GeV, no caso dos microquasares GRS 1915 + 105 e GX 339 – 4 (veja, e.g., [Bodaghee et al., 2013](#)).

Apesar do grande número de observações multi-banda de microquasares e AGNs, ainda existem dúvidas a cerca dos mecanismos de aceleração das partículas a velocidades relativísticas que produzirão a emissão em altas energias. Além disso, distintamente do caso da emissão rádio, a resolução atual dos detectores de raios-gama é ainda tão pobre, que não é possível determinar se a mesma é produzida na região nuclear ou ao longo do jato das fontes (e.g., [Sol et al., 2013](#)). Já a alta variabilidade para emissão encontrada, por exemplo, na rádio-galáxia M87, implicando como vimos, que a região de emissão é extremamente compacta, sugere a possibilidade de esta ser proveniente da região nuclear da fonte. Se assim for, uma vez que tal região deve possuir campos magnéticos intensos, é possível que os choques ali não sejam suficientemente fortes para propiciar uma aceleração eficiente de partículas relativísticas, e mecanismos alternativos devem ser invocados. Nesta tese, investigaremos um processo alternativo de produção das partículas relativísticas e da emissão não-térmica associada (e em particular, da emissão em raios-gama) ocorrendo na região nuclear dessas fontes, nas proximidades do buraco negro, como veremos abaixo.

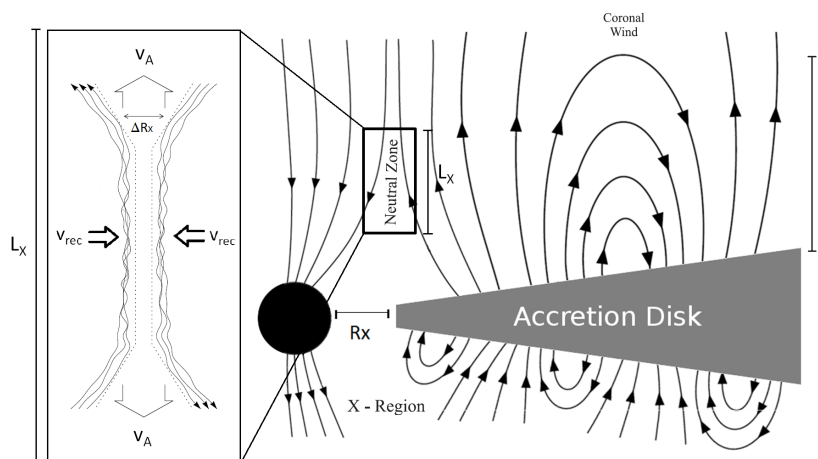


Figura 1.3: Figura esquemática da região de reconexão magnética em torno de um buraco negro. R_X corresponde ao raio interno do disco de acreção, onde a pressão de arraste do disco é balanceada pela pressão magnética das linhas de campo do buraco negro. As linhas de campo magnético que se levantam do disco para a coroa são empurradas pelo fluxo em acreção contra aquelas que estão ancoradas no buraco negro, reconectando-se em uma região de descontinuidade magnética com uma largura ΔR_X e altura L_X (obtida de Kadowaki et al., 2015). No quadro esquerdo da figura é destacada a região de reconexão “rápida” induzida pela turbulência (veja mais detalhes no Capítulo 2).

1.2 Possíveis mecanismos de aceleração de partículas

Um potencial modelo para explicar a origem das emissões *flare* em rádio em micro-quasares, foi proposto por de Gouveia dal Pino e Lazarian (2005, daqui em diante GL05) e estendida para o estudo de AGNs e objetos estelares jovens por de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki (2010, daqui em diante GPK10; veja também de Gouveia Dal Pino et al., 2010). Segundo esse modelo, eventos de reconexão magnética⁶ “rápida” (i.e., eventos onde a velocidade de reconexão aproxima-se da velocidade Alfvén; e.g., Lazarian e Vishniac, 1999) podem ocorrer entre as linhas de campo magnético ancoradas no horizonte de eventos de um buraco negro (MacDonald et al., 1986) e aquelas que se levantam do disco de acreção (veja Figura 1.3), sendo responsáveis pelo aquecimento da região coronal do disco e pela aceleração de partículas a velocidades relativísticas por um processo de Fermi de primeira ordem, propiciando a ejeção de plasmóides na base de lançamento do jato (veja GL05).

O processo de Fermi de primeira ordem para a aceleração de partículas em descontinuidades magnéticas (ou lençóis de corrente que se formam nas regiões de reconexão) foi

⁶ Eventos de reconexão magnética ocorrem quando dois fluxos magnéticos de polaridades opostas avançam um de encontro ao outro, aniquilando-se e formando uma nova topologia de campo.

sugerido pela primeira vez em GL05, em analogia ao mesmo tipo de processo que ocorre em choques, e testado numericamente primeiro em simulações *particle in cell*, que demonstraram a eficiência desse processo nas escalas cinéticas do plasma (veja [Drake et al., 2006, 2010](#); [Zenitani e Hoshino, 2008](#); [Zenitani et al., 2009](#)). Recentemente, esse processo também foi testado em plasmas colisionais a partir de simulações magneto-hidrodinâmicas (MHD) tridimensionais as quais demonstraram a eficiência desse processo nas escalas macroscópicas do plasma. Foi verificado, também, que a aceleração de partículas por esse processo é capaz de produzir um espectro de lei de potência com índice espectral comparável ao esperado das observações (veja [Kowal et al., 2011, 2012](#); [de Gouveia Dal Pino e Kowal, 2015](#); [del Valle et al., 2016](#)).

É importante destacar que esse mecanismo pode não ser o único responsável pela aceleração de partículas, que pode ocorrer, também, em choques ao redor das regiões de reconexão. Por exemplo, no Sol, plasmóides formados por reconexão magnética em arcos solares podem ejetar-se violentamente da coroa e produzir frentes de choque em regiões mais externas ao longo do vento solar, onde as partículas poderão ser aceleradas ou re-aceleradas (veja, e.g., [Shibata e Magara, 2011](#); [Chen et al., 2015](#)). Contudo, em regiões magneticamente dominantes, como as proximidades dos buracos negros e seus discos de acreção, os choques ficam naturalmente mais fracos devido à presença dos fortes campos magnéticos, daí a necessidade de se invocar mecanismos alternativos, como a reconexão magnética, para explicar a aceleração das partículas e a emissão não-térmica associada (veja estudos comparativos dos dois processos em [Khiali, de Gouveia Dal Pino e Sol, 2015](#); [Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle, 2015](#), onde se demonstrou a maior eficiência da reconexão magnética nos arredores dos buracos negros). Mecanismos envolvendo um processo de Fermi de segunda ordem e aceleração por cisalhamento (*shear acceleration*) também são invocados para acelerar partículas relativísticas, porém, o primeiro mecanismo é pouco eficiente e explica somente a emissão de baixa energia. Já o segundo mecanismo pode ser considerado um processo complementar, fornecendo mais energia às partículas já aceleradas (veja, e.g., [Bosch-Ramon e Rieger, 2012](#); [Rieger et al., 2007](#)). Grande parte dos modelos de emissão em altas energias têm invocado as regiões de choque ao longo de jatos como fonte primária de partículas relativísticas. Porém, mesmo em blazares, onde esse mecanismo é frequentemente invocado, a rápida variabilidade das emissões em TeV implica em regiões de emissão extremamente compactas com fatores de Lorentz ainda maiores do

que os tipicamente observados para essas fontes. Tais evidências levaram autores como [Giannios \(2010\)](#) a sugerirem reconexão magnética ao longo dos jatos (ou mini-jatos dentro de jatos) para explicar essas emissões. O mesmo processo foi invocado para explicar a emissão em jatos de GRBs por [Zhang e Yan \(2011\)](#). [Romero et al. \(2003\)](#), por sua vez, assumiram que a emissão em altas energias também tem origem ao longo de jatos relativísticos, a partir do decaimento de píons neutros produzidos por colisões próton-fóton. [Bosch-Ramon et al. \(2005\)](#) assumiram que prótons são acelerados a velocidades relativísticas no jato e, em seguida, podem difundir-se no meio interestelar e interagir com nuvens moleculares, através interações próton-próton através do decaimento de píons neutros.

Ao aplicar o mecanismo de reconexão magnética “rápida” ao redor de buracos negros, [GPK10](#) encontraram evidências de que a correlação empírica entre a luminosidade rádio e a massa dos buracos negros centrais de microquasares e LLAGNs, poderia ser explicada pela energia magnética liberada pela reconexão. [GPK10](#) argumentaram também que esse mecanismo poderia estar relacionado às transições entre os estados *High/Soft* e *Low/Hard* observadas em microquasares.

Como descrito acima, é possível que a atividade magnética e eventos de reconexão que ocorrem próximos ao buraco negro possam fornecer condições apropriadas para a aceleração de partículas e, conseqüentemente, a produção de radiação não-térmica nessas fontes, através das interações das partículas aceleradas com os fótons, a matéria e o campo magnético em torno do buraco negro central (a partir de processos como síncrotron, Compton Inverso, *Synchrotron self-Compton*; e interações próton-próton e próton-fóton).

No presente estudo, revisitaremos o modelo de [GL05](#) e [GPK10](#) para investigar a aceleração de partículas, e a emissão que produzem em eventos de reconexão magnética “rápida” nas coroas ao redor de discos de acreção e buracos negros, e investigaremos, em particular, se a emissão em raios-gama, de microquasares e LLAGNs, pode estar associada com este mecanismo. Exploraremos, também, dois possíveis mecanismos para o desencadeamento de reconexões “rápidas”, sendo eles o de resistividade anômala, utilizado em estudos anteriores por [GL05](#) e [GPK10](#); e o de turbulência baseado no modelo de [Lazarian e Vishniac \(1999\)](#). Em seguida, aplicaremos os resultados do novo modelo analítico a uma amostra de 328 fontes, incluindo microquasares, LLAGNs, blazares e GRBs.

Mecanismos similares envolvendo atividade e reconexão magnética na região nuclear de fontes compactas têm sido também aplicados para explicar os espectros dessas fontes por

outros autores (veja, e.g., [Igumenshchev, 2009](#); [Soker, 2010](#); [Uzdensky e Spitkovsky, 2014](#); [Dexter et al., 2014](#); [Huang et al., 2014](#)). Em particular, a ejeção de plasmóides através da reconexão magnética entre as linhas ancoradas na magnetosfera de fontes centrais (sendo elas buracos negros ou objetos estelares jovens) e aquelas presentes na coroa dos discos de acreção (ao redor dessas fontes) têm sido detectadas em estudos numéricos MHD (veja, e.g., [Kadowaki, 2011](#); [Romanova et al., 2002, 2011](#); [Zanni e Ferreira, 2009, 2013](#); [Čemeljić et al., 2013](#)). Recentemente, simulações utilizando as equações MHD no regime de relatividade geral (GRMHD, *General Relativistic MHD*) foram aplicadas a discos de acreção geometricamente espessos do tipo ADAF (*advection-dominated accretion flow*)⁷. Os resultados dessas simulações revelaram o desenvolvimento de reconexão na magnetosfera de buracos negros de maneira consistente com o modelo descrito acima (veja, e.g., [McKinney e Narayan, 2007a,b](#); [McKinney et al., 2012](#); [Dexter et al., 2014](#); [Parfrey et al., 2015](#)). [Dexter et al. \(2014\)](#), em particular, também sugeriram que esses processos podem estar relacionados às transições entre os estados *High/Soft* e *Low/Hard* em microquasares.

O presente estudo será realizado considerando-se dois modelos distintos para os discos de acreção ao redor do buraco negro, a fim de testarmos a influência destes no processo de reconexão magnética desencadeado na coroa. Empregaremos num primeiro estudo o modelo de disco geometricamente fino, opticamente espesso, estacionário e com um perfil de velocidade Kepleriano (modelo padrão de [Shakura e Sunyaev, 1973](#)). E num segundo, empregaremos um regime sub-Kepleriano de um disco de acreção geometricamente espesso e magnetizado (MDAF, *Magnetically Dominated Accretion Flows*, veja [Narayan e McClintock, 2008](#); [Meier, 2005, 2012](#)).

Por fim, embora esses estudos demonstrem, como veremos, a eficácia do modelo de reconexão magnética (veja GL05; GPK10) como um poderoso mecanismo operando na região nuclear de fontes compactas, um estudo numérico ainda é necessário para comprovar a viabilidade desse modelo num cenário mais complexo. Assim, apresentaremos também neste trabalho um estudo numérico complementar, a partir de simulações 3D-MHD locais de

⁷ O modelo de disco ADAF difere do modelo padrão de disco fino de [Shakura e Sunyaev \(1973\)](#) por apresentar uma geometria espessa, cuja razão entre a escala de altura e o raio é maior ou da ordem da unidade ($H/R \gtrsim 1$); além de ser opticamente fino e radiativamente ineficiente. O processo de resfriamento ocorre, essencialmente, pela advecção de matéria que posteriormente será perdida no buraco negro central (veja capítulos 2 e 3; e [Narayan e McClintock, 2008](#)).

discos de acreção, utilizando uma aproximação denominada de *shearing-box* (veja [Hawley et al., 1995](#)), com o objetivo de investigar as condições sob as quais formam-se as coroas magnetizadas ao redor destes, e seus campos magnéticos turbulentos e de larga escala. Para tal, empregaremos uma geometria de disco fino, para diferentes condições iniciais e de contorno. Em particular, verificaremos a contribuição das instabilidades Parker-Rayleigh-Taylor ([Parker, 1966](#)) e magneto-rotacional ([Balbus e Hawley, 1991, 1998](#)) para a construção da coroa e seus arcos magnéticos.

Sumarizando, esta tese será dividida nos seguintes capítulos: no Capítulo 2, revisitaremos o modelo de reconexão magnética ao redor de buracos negros com discos de acreção opticamente espessos e geometricamente finos, considerando diferentes processos para desencadear a reconexão magnética “rápida” na coroa destes. Apresentaremos o cálculo analítico da potência magnética liberada pela reconexão em função da massa do buraco negro, da taxa de acreção e dos parâmetros coronais, e a compararemos com a luminosidade em rádio e em raios-gama observadas de 328 fontes, incluindo AGNs, microquasares e GRBs, demonstrando que a potência magnética é capaz de descrever essas emissões para os LLAGNs e microquasares. No Capítulo 3, repetiremos o cálculo da potência magnética liberada por reconexão “rápida” ao redor de buracos negros, porém, considerando agora um modelo de disco de acreção do tipo MDAF. Demonstraremos que a mudança do regime de acreção no disco não modifica substancialmente os resultados obtidos no Capítulo 2, sugerindo, portanto, que o processo de reconexão magnética que ocorre na coroa acima do disco é pouco afetado pelos detalhes dos processos físicos que ocorrem no interior do disco. No Capítulo 4, apresentaremos os resultados de simulações numéricas tridimensionais MHD de discos de acreção utilizando a técnica de *shearing-box*, com o objetivo de investigar a formação e evolução das coroas magnéticas ao redor destes. Exploraremos o desenvolvimento dos campos magnéticos coronais em larga escala em forma de arcos magnéticos e da turbulência, os quais são peças-chaves para o desencadeamento dos processos de reconexão “rápida” descritos nos capítulos anteriores, oferecendo, portanto, suporte numérico para os modelos analíticos descritos neste trabalho. Finalmente, no Capítulo 5, discutiremos as implicações dos resultados obtidos, tanto analíticos quanto numéricos, as principais conclusões deste trabalho, e as perspectivas de continuação deste estudo. Parte dos resultados desta tese foram publicados nos trabalhos de [Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh \(2015\)](#) e [Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki \(2015\)](#).

Eventos de reconexão magnética “rápida” ao redor de buracos negros

Neste capítulo, reveremos as principais hipóteses utilizadas para o cálculo da potência magnética liberada em eventos de reconexão magnética “rápida” (\dot{W}_B) segundo o modelo originalmente desenvolvido por [de Gouveia dal Pino e Lazarian \(2005, GL05\)](#) para os microquasares e estendido para o caso dos AGNs por [de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki \(2010, GPK10\)](#) e [Kadowaki \(2011\)](#). Em seguida, apresentaremos uma atualização deste estudo, onde admitimos que tais eventos de reconexão “rápida” são desencadeados pela turbulência (veja [Lazarian e Vishniac, 1999](#)) desenvolvida na região mais interna do sistema disco de acreção/coroa, ao invés de considerar simplesmente a presença de uma resistividade anômala (veja [Parker, 1979](#); [Biskamp et al., 1997](#); [Lazarian e Vishniac, 1999](#)), como proposto nos trabalhos anteriores (veja GL05 e GPK10). Serão discutidas as comparações entre a potência magnética calculada sob a luz desses modelos e as observações da luminosidade em rádio e em raios-gama emitida por uma extensa amostra de fontes astrofísicas, tais como, microquasares, núcleos ativos de galáxias (AGNs, *active galactic nuclei*) e surtos de raios-gama (GRBs, *gamma-ray burst*), contendo cerca de 328 fontes. Os resultados descritos neste capítulo foram publicados em [Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh \(2015\)](#). Um estudo complementar, onde admitimos a presença de um disco de acreção geometricamente espesso e magnetizado (MDAF, *Magnetically Dominated Accretion Flows*; veja, e.g., [Meier, 2005, 2012](#)), num regime sub-Kepleriano, e suas implicações no cálculo da potência magnética liberada pela reconexão ([Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki, 2015](#)) será discutido no próximo capítulo.

2.1 Possível cenário para a região coronal de um disco de acreção instantes antes de um evento de reconexão magnética “rápida”

Como em GL05 e GPK10, vamos admitir que a região interna do sistema disco de acreção/coroa encontra-se entre dois estados que são controlados a partir das mudanças de topologia do campo magnético em larga escala. Conforme descrito na introdução, consideramos que nos instantes imediatamente anteriores a um evento de reconexão magnética “rápida” o sistema encontra-se num estado que, possivelmente, caracteriza a transição entre os estados *Low/Hard* e *High/Soft*, comumente identificados em microquasares. Além disso, adotaremos um modelo de disco geometricamente fino e opticamente espesso (Shakura e Sunyaev, 1973) com uma coroa magnetizada em torno do buraco negro, como mostrado no esquema da Figura 1.3. No entanto, é importante destacar que a estrutura real do disco de acreção não é um ponto crucial para este estudo, como demonstraremos adiante (veja Capítulo 3), uma vez que o nosso foco é a região coronal do disco próximo à fonte central, onde a interação das linhas do campo magnético com a magnetosfera do buraco negro pode ocorrer. A acreção será a característica de maior relevância do disco para o presente estudo, uma vez que esta induzirá o encontro dos fluxos magnéticos do disco e do horizonte de eventos do buraco negro, que sob certas circunstâncias, as quais serão descritas a seguir, provoca um evento de reconexão magnética.

2.1.1 Formação da magnetosfera de um buraco negro

A magnetosfera em torno do horizonte de eventos do buraco negro pode ser construída a partir do transporte contínuo das linhas do campo magnético do disco de acreção (veja, por exemplo, MacDonald et al., 1986; Wang et al., 2002). MacDonald et al. (1986) demonstraram que independentemente da forma caótica com que o campo é depositado na região mais interna do sistema, eventos de reconexão entre pequenos arcos magnéticos, em curtos períodos de tempo, poderão produzir um campo ordenado. Essa estrutura magnética alcança uma configuração livre de forças (*force-free*)¹ através de um processo

¹ Uma configuração *force-free* é definida quando $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$, onde \mathbf{J} é a densidade de corrente e \mathbf{B} o campo magnético. Essa configuração ocorre em regiões onde o parâmetro β do plasma (dado pela razão entre a pressão térmica e a pressão magnética) é pequeno, caracterizando a predominância dinâmica do campo magnético, como a coroa próxima à superfície solar, ou a região coronal logo acima de um disco de acreção

de acoplamento magnético entre o horizonte do buraco negro e o disco, cuja amplitude é determinada pelo fluxo magnético total depositado durante toda a história evolutiva do sistema. Esses depósitos podem causar flutuações estocásticas no campo ancorado no horizonte do buraco negro, que cresce até que se torne intenso o suficiente para truncar o disco a uma distância R_X do centro do sistema. Nesta região, o campo máximo resultante é então definido pelo equilíbrio entre a pressão de arraste do gás e a pressão magnética da magnetosfera do buraco negro (Wang et al., 2003; MacDonald et al., 1986).

2.1.2 Origem do campo magnético do disco

O campo magnético em larga escala do disco pode ser formado tanto pelo transporte das linhas de campo, a partir das regiões mais externas do sistema, ou pela ação de um dínamo turbulento no interior do disco de acreção (veja, por exemplo, GL05; Livio et al., 2003; King et al., 2004; Uzdensky e Goodman, 2008; Krolik e Piran, 2011, 2012), possivelmente desencadeado pela ação da rotação diferencial e da instabilidade magneto-rotacional (IMR, veja Balbus e Hawley, 1998).

De acordo com a teoria de dínamo na aproximação de campo médio (veja GL05), inversões de polaridade das linhas do campo magnético de larga escala podem ocorrer com uma frequência equivalente à metade do ciclo do dínamo. Consequentemente, um novo fluxo magnético deve chegar à região mais interna do disco com uma polaridade invertida em relação ao fluxo já ancorado no buraco negro, favorecendo a reconexão magnética entre os dois fluxos (GL05, GPK10). Portanto, é esperado que as inversões de polaridade ocorram de maneira periódica, apesar da dificuldade de estimar-se analiticamente a escala de tempo característica desta variação, na ausência de um modelo detalhado para o mecanismo de dínamo ou para o transporte do fluxo magnético (veja Tagger et al., 2004; Tchekhovskoy et al., 2014, GL05). No caso do microquasar GRS1915 + 105, por exemplo, estudos têm sugerido que as mudanças de topologia do campo magnético podem ocorrer em intervalos da ordem de alguns anos. Assim, esperamos que na metade deste período, os fluxos magnéticos da região mais interna do disco e do buraco negro sejam antiparalelos. Tchekhovskoy et al. (2014) sugeriram que estas escalas de tempo podem ser reguladas em função da escala característica da acreção no raio mais externo do disco². Simulações

² Esta escala característica é definida como $t_{acc} = \alpha^{-1}(H/r)^{-2}\Omega_K^{-1}$, onde $\Omega_K = (GM/r^3)^{1/2}$ é a velocidade angular Kepleriana, α o parâmetro de viscosidade disco, H a escala de altura do disco e r a distância

numéricas MHD têm revelado que a ação de um dínamo turbulento desencadeado pela IMR pode produzir inversões de polaridade de forma quase periódica a cada 10 períodos orbitais do disco de acreção (veja, por exemplo, [Davis et al., 2010](#)), após o sistema atingir a saturação, onde o campo magnético inicial pode ser amplificado pelo menos em duas ordens de magnitude (veja [Hawley et al., 1995](#), e o Capítulo 4 para mais detalhes).

Mesmo sem a ação de um dínamo, um campo magnético de larga escala pode ser formado na região mais interna do disco simplesmente pela acreção do fluxo magnético existente nas regiões mais externas. Esse processo foi demonstrado através de simulações numéricas tridimensionais (3D-MHD) realizadas por [Beckwith et al. \(2009\)](#). Eles encontraram que o fluxo magnético é dominado por um mecanismo que atua sobretudo na região coronal acima do disco. Neste, a tensão magnética induzida pela rotação diferencial pode produzir arcos magnéticos que se esticam radialmente na direção das regiões internas do disco e então reconectam. Eventualmente, formam um campo magnético dipolar na região interna, cuja intensidade é regulada pela combinação das pressões envolvidas (i.e., as pressões magnética, térmica do gás e da radiação). [Dexter et al. \(2014\)](#) realizaram simulações 3D-MHD onde o material em acreção do disco foi mantido sob a ação de um campo magnético com polaridade oposta àquela ancorada no horizonte de um buraco negro e verificaram inversões do campo após $t \sim 2 \times 10^4 R_S/c$ (onde R_S é o raio Schwarzschild), o que indica um processo rápido.

Todos estes processos são normalmente conectados com diferentes fenômenos de variabilidade que são detectados em fontes que possuem um buraco negro. A determinação de uma escala de tempo característica em que o sistema pode atingir a configuração idealizada na Figura 1.3 está fora do âmbito do presente trabalho. Entretanto, observações recentes do campo magnético próximo ao buraco negro supermassivo do centro da nossa Galáxia (veja, por exemplo, [Zamaninasab et al., 2014](#)), além de simulações numéricas relativísticas de discos de acreção em torno de buracos negros (veja [McKinney et al., 2012](#); [Dexter et al., 2014](#)) indicam que esta configuração é possível.

na direção radial.

2.2 Cálculo da potência liberada em eventos de reconexão magnética “rápida”

As linhas do campo magnético de larga escala construídas na coroa, aliadas à rotação diferencial do disco, são responsáveis pela geração de um vento (produzido, possivelmente, pela aceleração magneto-centrífuga, veja [Blandford e Payne, 1982](#); [Spruit, 1996](#)) que remove momento angular do sistema, levando a um aumento da taxa de acreção e, conseqüentemente, a um aumento na pressão de arraste do disco de acreção. Isto irá provocar o acúmulo das linhas de campo magnético do disco na região coronal mais próxima a fonte central, pressionando-as contra as linhas ancoradas no horizonte do buraco negro, facilitando a formação de um evento de reconexão magnética.

2.2.1 Mecanismos de reconexão magnética

Considerando a descrição acima, o esquema qualitativo do sistema, instantes antes de um evento de reconexão magnética, deve se assemelhar ao apresentado na Figura 1.3. Na região mais interna do disco, mais precisamente, nas proximidades do raio de truncamento R_X , há uma região propícia para a ocorrência desses eventos. Essa região localiza-se entre as linhas “abertas” que estão ancoradas no horizonte do buraco negro e as linhas de larga escala do disco, onde os campos magnéticos anulam-se ou são reduzidos drasticamente, formando uma zona neutra em forma de “Y” invertido. O evento de reconexão nesta zona pode ser entendido da seguinte forma: quando dois fluxos magnéticos de polaridades opostas avançam um de encontro ao outro, em presença de resistividade elétrica finita, estes aniquilam-se parcialmente e então reconectam-se novamente formando uma nova topologia de campo. Na interface entre os dois fluxos onde ocorre a aniquilação (zona neutra), o campo magnético anula-se e forma-se um lençol de corrente, com grande densidade de corrente J na direção perpendicular aos fluxos convergentes (i.e., normal ao plano da Figura 1.3).

Diversos autores desenvolveram mecanismos para explicar como este processo pode ocorrer e com que eficiência. O primeiro modelo de reconexão foi desenvolvido por [Sweet \(1958\)](#) e [Parker \(1957\)](#) e ficou conhecido como o modelo de Sweet-Parker. Nesse modelo, dois fluxos de polaridades opostas reconectam-se sobre uma extensa superfície, numa configuração semelhante à representada no primeiro esquema da Figura 2.1. O principal

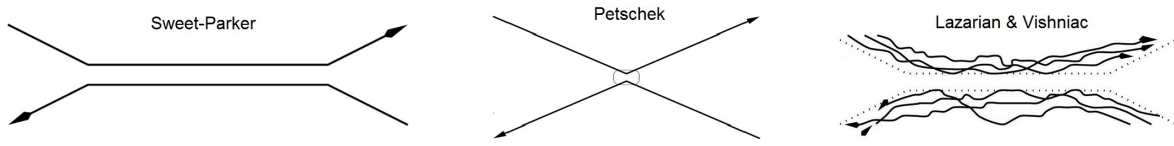


Figura 2.1: À esquerda, esquema da zona de reconexão segundo o modelo de Sweet-Parker (veja [Parker, 1957](#)); no centro, segundo o modelo de Petschek (veja [Petschek, 1964](#)); e à direita, segundo o modelo de [Lazarian e Vishniac \(1999\)](#). Adaptado de [Lazarian \(2005\)](#).

problema é que, para escalas astrofísicas, a eficiência deste mecanismo será pouco eficaz, ou ainda, a reconexão é dita “lenta”. A razão disto é que a taxa de reconexão dos fluxos magnéticos é dada por $v_{rec} \cong S^{-1/2}v_A$, onde $S = L_X v_A / \eta$ é o número de Lundquist (i.e., o número de Reynolds magnético calculado para a velocidade de Alfvén v_A); L_X é a escala característica da região onde ocorre a reconexão (veja Figura 1.3); e η a resistividade ôhmica do sistema. Graças aos altos valores de L_X típicos em meios astrofísicos, S é igualmente alto, uma vez que a resistividade η é baixa nestes sistemas (por exemplo, no meio interestelar, $S \sim 10^{16}$). Em outras palavras, por conservação de fluxo de massa, toda a matéria que ingressa no lençol de corrente com velocidade v_{rec} , numa escala L_X , escapa pela estreita região ΔR_X , com velocidade v_A (veja Figura 1.3). Consequentemente, a diferença entre as escalas típicas ($\Delta R_X \ll L_X$), que por sua vez é determinada pela microfísica do sistema (i.e., a resistividade), faz com que a taxa de reconexão Sweet-Parker seja desprezível.

Por outro lado, existe o modelo de Petschek (veja [Petschek, 1964](#)), onde a reconexão não ocorre em um plano, mas em uma pequena parte do fluxo magnético (veja o esquema do meio da Figura 2.1), de maneira que a tensão magnética produzida pela curvatura da linha de campo passa a ser importante e teremos a chamada reconexão “rápida”. Neste caso, a reconexão magnética ocorre numa região L_X que se torna da mesma ordem de ΔR_X (i.e., a zona em “X” no esquema do meio da Figura 2.1), fazendo a reconexão bem mais rápida que no modelo de Sweet-Parker. A taxa máxima de reconexão magnética (v_{rec}/v_A) que este mecanismo alcança é dada por $\pi/[4e \ln(S)]$. Para valores de S da ordem de 10^8 e 10^{17} , a taxa de reconexão encontra-se entre os valores de 0.005 e 0.01, que é um resultado ainda abaixo do esperado para uma reconexão altamente eficiente. Por exemplo, espera-se que no Sol as taxas de reconexão sejam da ordem de $v_{rec} \cong 0.3v_A$ (valor inferido a partir

das observações, veja [Aschwanden et al., 2001](#)). Além do mais, verificou-se posteriormente, por meio de simulações numéricas MHD ([Biskamp et al., 1997](#)) que o modelo de Petscheck em fluidos colisionais é instável e o sistema rapidamente evolui para uma configuração de reconexão magnética “lenta” do tipo Sweet-Parker. Verificou-se ainda que o mecanismo é estável somente em fluidos não-colisionais (mais apropriados às escalas cinéticas do plasma) constituídos de pares elétron-pósitron ou elétron-próton.

Uma das soluções a este problema para fluidos macroscópicos MHD (no qual estamos tratando neste trabalho), seria admitir a presença de uma resistividade magnética anômala na região de reconexão, com valores muito maiores do que difusividade ôhmica do meio. Em contrapartida, [Lazarian e Vishniac \(1999\)](#) propuseram um modelo para reconexão rápida que independe da resistividade ôhmica e invoca uma instabilidade mediada pela turbulência. Segundo estes autores, a taxa de reconexão aumenta devido às flutuações do campo magnético turbulento. As ondulações das linhas deste campo, que se permeiam entre si, propiciam a ocorrência de diversos eventos de reconexão simultaneamente (veja o último esquema da Figura 2.1), tornando-a “rápida”. Fluxos magnéticos não-paralelos irão reconectar-se muito lentamente se a velocidade de turbulência for muito menor do que v_A . Por outro lado, as ejeções de matéria produzidas por reconexão inicialmente “lenta” irão aumentar o nível de turbulência e, portanto, a taxa de reconexão. Este modelo de reconexão magnética “rápida” induzido por turbulência, foi matematicamente revisado recentemente por [Eyink et al. \(2011\)](#) (veja, também, [Eyink et al., 2013](#); [Lazarian et al., 2012, 2015](#)) e testado com sucesso através de simulações numéricas 3D-MHD de altíssima resolução (veja [Kowal et al., 2009, 2012](#); [Xu e Yan, 2013](#)). Como resultado da reconexão, deve haver uma rápida e eficiente liberação de energia magnética e o desenvolvimento de ejeções violentas que irão escapar da zona de reconexão, tal como se observam nos *flares* solares, por exemplo.

No quadro esquerdo da Figura 1.3 é ilustrada uma zona de reconexão de espessura ΔR_X e altura L_X , onde dois fluxos magnéticos de polaridades opostas avançam, um de encontro ao outro, a uma velocidade de reconexão v_{rec} . A taxa de energia (ou potência) magnética que pode ser extraída da zona de reconexão, segundo este cenário, é dada por:

$$\dot{W}_B \approx \frac{B^2}{8\pi} \frac{\Delta V}{\Delta t}, \quad (2.1)$$

onde B é a intensidade do campo magnético que sofrerá a reconexão, $\Delta V = 4\pi R_X \Delta R_X L_X$

é o volume da zona de reconexão e $\Delta t = \Delta R_X / v_{rec}$ é o tempo de reconexão.

De acordo com a Figura 1.3, a conservação do fluxo massa implica que $L_X / \Delta R_X \approx v_A / v_{rec}$, de maneira que:

$$\dot{W}_B \approx \frac{B^2}{8\pi} v_A (4\pi R_X \Delta R_X). \quad (2.2)$$

Portanto, para avaliar a potência magnética liberada em eventos de reconexão precisamos determinar o campo magnético (B) e a largura da zona de reconexão (ΔR_X). Estas, por sua vez, serão caracterizadas a partir dos parâmetros coronais na região mais interna do disco e do modelo de reconexão magnética “rápida” adotado. Nas próximas seções, avaliaremos essas quantidades a partir da caracterização do disco de acreção e de sua coroa.

2.2.2 Parâmetros do disco e de sua coroa magnetizada

Neste trabalho, consideramos um fluido fortemente magnetizado ao redor do buraco negro, admitindo a aproximação MHD colisional. Nesse caso, a condição $R_i < L_{mfp} < L$ deve ser respeitada (onde L corresponde à escala macroscópica característica do sistema, $L_{mfp} \sim 1.8 \times 10^4 n^{-1} T^2$ cm é o livre caminho médio para colisões Coulombianas dos íons, e $R_i \sim 2.1 \times 10^9 (E/B)$ cm é o raio de Larmor dos íons, veja mais detalhes abaixo). Para estas escalas, a velocidade térmica das partículas ainda se mantém isotrópica devido à alta taxa de interações com as flutuações do campo magnético induzidas pela turbulência do meio, de forma que uma descrição MHD colisional ainda é apropriada (e.g., [Kulsrud, 1983](#)).

É importante destacar, também, que admitimos uma abordagem aproximadamente MHD não-relativística para descrever a região coronal em torno do buraco negro (veja, e.g., [Liu et al., 2002, 2003](#)). As temperaturas dos íons e elétrons são menores ou iguais a $\sim 10^9$ K, o que faz com que um fluido não-relativístico seja uma abordagem razoável e bem descrita pelas equações que apresentaremos abaixo. Apesar disto, o fato de a velocidade Alfvén tornar-se comparável à velocidade da luz para as condições analisadas neste trabalho, implica que a reconexão magnética “rápida” pode tornar-se relativística. Com base em estudos de reconexão realizados em plasmas não-colisionais (veja, por exemplo, as revisões de [Uzdensky, 2011](#); [Lyutikov e Lazarian, 2013](#)), foi encontrado que o comportamento da reconexão “lenta” e “rápida” em regimes relativísticos é comparável com o regime não-relativístico. Além disso, estudos recentes realizados por [Cho e Lazarian \(2014\)](#) e [Takamoto et al. \(2015\)](#) demonstraram que a turbulência MHD para plasmas colisionais comporta-se

como no caso não-relativístico. Isto indica que o modelo de reconexão magnética “rápida” desencadeada através da turbulência (como descrito, por exemplo, no modelo de [Lazarian e Vishniac, 1999](#)) pode ser diretamente aplicável ao caso relativístico (veja também, [Lyutikov e Lazarian, 2013](#)), portanto, adotaremos esta abordagem.

Em trabalhos anteriores (veja GPK10 e [Kadowaki, 2011](#)), ao empregarmos o modelo padrão de [Shakura e Sunyaev \(1973\)](#) para um disco geometricamente fino, opticamente espesso, estacionário e com um perfil inicial de velocidade Kepleriana cuja viscosidade é dada pela parametrização α (veja [Frank et al., 1992](#), e o apêndice A para uma breve descrição matemática), admitimos que o raio interno do disco de acreção (R_X) corresponde à última órbita estável em torno do buraco negro (equivalente a $3R_S$, onde $R_S = 2GM/c^2 = 2.96 \times 10^5 M/M_\odot \text{ cm}$ é o raio Schwarzschild). Embora fisicamente possível, esta condição pode levar a uma singularidade nas soluções do disco. Portanto, neste trabalho, adotamos um raio interno correspondente a $R_X = 6R_S$, o que afeta muito pouco os resultados quantitativos, mas evita esta singularidade. Por exemplo, para um buraco negro com massa estelar $M = 14M_\odot$ (adequado para os microquasares, veja [Remillard e McClintock, 2006](#)) o raio interno corresponderá a $R_X = 6R_S \simeq 2.48 \times 10^7 \text{ cm}$. Além disso, esta condição garante que as suposições adotadas neste trabalho satisfaçam a aproximação de um plasma MHD colisional (ou seja, $R_i < L_{mfp} < R_X$). É importante destacar que podemos considerar um buraco negro Kerr (i.e., em rotação), porém, devemos admitir que tanto o buraco negro quanto a região mais interna do disco de acreção estão em corotação, o que evita que se leve em conta a transferência de energia e momento angular entre ambas as partes através das linhas de campo magnético, o que poderia ocorrer caso ambos girassem a diferentes velocidades angulares ([Blandford e Znajek, 1977](#)), aumentando a complexidade e o número de parâmetros do modelo.

Com o objetivo de determinar a intensidade do campo magnético na região mais interna do sistema, instantes antes de um evento de reconexão magnética “rápida”, admitimos que a pressão de arraste do disco e a pressão magnética da magnetosfera do buraco negro estão em equilíbrio ($\rho v_r^2 \simeq B^2/8\pi$). Assim como em GPK10, aproximamos a velocidade de acreção radial (v_R) pela velocidade de queda livre do material e admitimos que a intensidade do campo magnético ao redor do buraco negro, na distância R_X , tem a mesma intensidade que o campo na região mais interna do disco ($B \simeq B_d$), de forma que:

$$\frac{\dot{M}}{4\pi R^2} \left(\frac{2GM}{R_X} \right)^{\frac{1}{2}} \sim \frac{B_d^2}{8\pi}. \quad (2.3)$$

ou

$$B_d \simeq 9.96 \times 10^8 r_X^{-\frac{5}{4}} \dot{m}^{\frac{1}{2}} m^{-\frac{1}{2}} G, \quad (2.4)$$

onde $r_X = R_X/R_S$ corresponde ao raio interno do disco de acreção, em unidades de R_S , $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$ é a taxa de acreção em unidades de \dot{M}_{Edd} (que corresponde à taxa de acreção de Eddington $\dot{M}_{Edd} = 1.45 \times 10^{18} m \text{ g/s}$), e $m = M/M_\odot$ é a massa do buraco negro central em unidades de massa solar.

Em GPK10, parametrizamos a eq.(2.4) em termos de β , a razão entre a pressão total do disco (térmica e de radiação) e a pressão magnética. No presente trabalho, a parametrização está em função de \dot{m} . Uma vez que a pressão do disco (dominada pela radiação) é dada por (veja eq.A.31, apêndice A):

$$P_d \simeq 4,78 \times 10^{15} m^{-1} r^{\frac{-3}{2}} \alpha^{-1} \text{ dina/cm}^2, \quad (2.5)$$

tanto β quanto \dot{m} estão correlacionados segundo a equação:

$$\beta \simeq 0.12 \alpha^{-1} r_X \dot{m}^{-1}. \quad (2.6)$$

Para quantificar os parâmetros da coroa do disco na região mais interna do sistema, como em GL05 e GPK10, empregamos o modelo de Liu et al. (2002, 2003), adequado para sistemas com um buraco negro central, como os microquasares. Segundo este modelo, o calor na coroa é gerado por reconexão magnética, tal como na coroa solar, e é irradiado através do espalhamento Compton, de maneira que:

$$\frac{B^2}{4\pi} v_A \approx \frac{4k_B T_c}{m_e c^2} n_c \sigma_T c U_{rad} L, \quad (2.7)$$

onde $B \simeq B_d$ é a intensidade do campo magnético na coroa; T_c e n_c são, respectivamente, a temperatura e a densidade numérica na coroa; U_{rad} é a densidade de energia dos fótons que serão espalhados por Compton; L é o comprimento de um arco magnético que se ergue na coroa (veja Figura 1.3); k_B é a constante de Boltzmann; m_e é a massa do elétron e σ_T é a seção de choque por espalhamento Thomson. No presente trabalho, ao invés de empregarmos $v_A \simeq c$, como em GL05 and GPK10, substituímos v_A por sua forma relativística:

$$v_A = \Gamma v_{A0} \quad , \quad (2.8)$$

onde $\Gamma = [1 + (\frac{v_{A0}}{c})^2]^{-1/2}$, e:

$$v_{A0} = B/(4\pi\mu m_H n_c)^{1/2} \quad , \quad (2.9)$$

onde $m_H = m_p$ é a massa de repouso do próton e $\mu \sim 0.5$.

Em seguida, segundo o modelo de [Liu et al. \(2002, 2003\)](#), a distribuição de densidade do gás logo acima do disco é construída pela evaporação cromosférica que ocorre na base dos arcos magnéticos ancorados no disco, assim como ocorre na coroa solar. Além disso, como o plasma evaporado é rapidamente difundido por toda a extensão do arco magnético de comprimento L , é fácil demonstrar que:

$$\frac{k_0 T_c^{7/2}}{L} \approx \frac{\gamma}{\gamma - 1} n_c k_B T_c \left(\frac{k_B T_c}{m_p} \right), \quad (2.10)$$

onde $k_0 = 10^{-6} \text{erg cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{K}^{-7/2}$; e γ é a razão entre os calores específicos do gás coronal, que para o caso de um gás monoatômico ideal é igual a $5/3$.

Finalmente, a temperatura e a densidade numérica da coroa são obtidas a partir da solução de um sistema composto pelas equações (2.7) e (2.10), de maneira que:

$$T_c \simeq 1.74 \times 10^6 \Gamma^{1/4} B_d^{3/4} L^{1/8} U_{rad}^{-1/4} \text{ K} \quad (2.11)$$

e

$$n_c \simeq 9.64 \times 10^{17} \Gamma^{1/2} B_d^{3/2} L^{-3/4} U_{rad}^{-1/2} \text{ cm}^{-3}, \quad (2.12)$$

Para avaliar estas quantidades, desprezamos os efeitos da opacidade do disco. No presente trabalho, U_{rad} é dado em termos da temperatura efetiva na superfície do disco (e.g., [Frank et al., 1992](#); [Liu et al., 2003](#)):

$$U_{rad} = a T_{eff}^4 = \frac{4}{c} \frac{3GM\dot{M}q^4}{8\pi R_X^3}. \quad (2.13)$$

onde $a = 4\sigma/c$, σ é a constante de Stefan-Boltzmann e $q = [1 - (3R_S/R_X)^{1/2}]^{1/4}$.

A partir das equações (2.4) e (2.13), os parâmetros da região coronal podem ser reescritos como³:

$$T_c = 2.73 \times 10^9 \Gamma^{1/4} r_X^{-3/16} l^{1/8} q^{-1} \dot{m}^{1/8} \text{ K} \quad (2.14)$$

e

$$n_c \simeq 8.02 \times 10^{18} \Gamma^{1/2} r_X^{-3/8} l^{-3/4} q^{-2} \dot{m}^{1/4} m^{-1} \text{ cm}^{-3}, \quad (2.15)$$

onde $l = L/R_S$.

³ Notamos que o para o espaço paramétrico considerado neste trabalho, $0.36 \lesssim \Gamma \lesssim 0.99$ é obtido numericamente a partir da solução da equação $v_{A0} \simeq 9.78 \times 10^{10} \Gamma^{-1/4} r_X^{-17/16} l^{3/8} q \dot{m}^{3/8}$.

2.2.3 Reconexão magnética “rápida” induzida por resistividade anômala

Para que a liberação de energia magnética seja altamente eficiente, GL05 e GPK10 adotaram um mecanismo de reconexão “rápida” em presença de resistividade anômala (veja Parker, 1979; Biskamp et al., 1997; Lazarian e Vishniac, 1999), de maneira que $v_{rec} \lesssim v_A$ ⁴. Neste processo, a resistividade ôhmica na escala microscópica é aumentada em decorrência de instabilidades nos lençóis de corrente (veja Papadopoulos, 1977; Parker, 1979; Biskamp et al., 1997) e, conseqüentemente, a taxa de reconexão é elevada a valores superiores àquelas fornecidas pelo modelo padrão de Sweet-Parker. Por exemplo, se o gradiente do campo magnético ($\Delta B/\Delta R_X$) atingi uma intensidade tal que a velocidade de deriva dos elétrons (v_e) torna-se da ordem da velocidade térmica dos íons (v_t), pode ocorrer uma fuga de elétrons da região de reconexão que, por sua vez, geram ondas eletrostáticas no plasma. Conseqüentemente, os elétrons não serão mais espalhados por íons individuais, mas muito mais por estas ondas, de maneira que a resistividade ôhmica microscópica (ou convencionalmente denominada de Spitzer)⁵ é substituída por uma resistividade anômala (e.g., Papadopoulos, 1977), muito acima desse valor.

Sendo J a densidade de corrente, a condição para o surgimento da resistividade anômala é (veja, e.g., Lazarian e Vishniac, 1999):

$$J \sim J_{crit} = n_e e v_e \cong n_i Z e v_t. \quad (2.16)$$

onde n_e e n_i são, respectivamente, a densidade numérica de elétrons e íons; e a carga do elétron e Z o número atômico dos íons. Considerando que na camada ΔR_X onde ocorre a reconexão magnética o campo magnético varia ΔB , então pela lei de Ampère ($\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}$), tem-se que:

$$4\pi J \approx \frac{c\Delta B}{\Delta R_X}, \quad (2.17)$$

de forma que para $J \sim J_{crit}$:

$$\Delta R_X = \frac{c\Delta B}{4\pi n_c Z e v_{th,c}}, \quad (2.18)$$

⁴ Usualmente escrevemos a velocidade de reconexão como uma fração da velocidade Alfvén na coroa, $v_{rec} = \xi v_A$, onde ξ é a taxa (ou eficiência) de reconexão das linhas do campo magnético. Um evento de reconexão “rápida” implica que $\xi \sim 1$

⁵ A resistividade clássica de Spitzer para um gás de hidrogênio puro é dada por $\eta = 7 \times 10^9 T^{-3/2} \ln \lambda$, onde $\ln \lambda$ é um valor tabelado, usualmente entre 20 e 30 em sistemas astrofísicos.

onde $\Delta B \approx 2B \approx 2B_d$ corresponde ao campo magnético na zona de reconexão, e $v_{th,c} = (5kT_c/3m_p)^{1/2}$ é a velocidade térmica coronal dos íons com carga Ze . A partir das equações (2.4), (2.14) e (2.15), obtêm-se que:

$$\Delta R_X \simeq 2.02\Gamma^{-\frac{5}{8}}r_X^{-\frac{25}{32}}l^{\frac{11}{16}}q^{\frac{5}{2}}\dot{m}^{\frac{3}{16}}m^{\frac{1}{2}} \text{ cm.} \quad (2.19)$$

Considerando as condições acima e aplicando-as à equação (2.2), a potência magnética liberada num evento de reconexão “rápida” desencadeada pela resistividade anômala ao redor do buraco negro é dado por:

$$\dot{W}_{Bar} \simeq 2.89 \times 10^{34}\Gamma^{\frac{1}{8}}r_X^{-\frac{107}{32}}l^{\frac{17}{16}}q^{\frac{7}{2}}\dot{m}^{\frac{25}{16}}m^{\frac{1}{2}} \text{ erg/s.} \quad (2.20)$$

De acordo com a normalização adotada neste capítulo, Γ , r_X , l , q , \dot{m} , e m são parâmetros adimensionais.

Por fim, a eq.(2.19) indica que a espessura da região de reconexão é muito pequena em comparação às grandes escalas do sistema ($\Delta R_X \ll L$). Em contrapartida, ΔR_X continua sendo maior do que o raio de Larmor dos íons:

$$R_i \simeq 6.4 \times 10^{-5}\Gamma^{1/8}r_X^{37/32}l^{1/16}q^{-1/2}m^{1/2}\dot{m}^{-7/16} \text{ cm,} \quad (2.21)$$

o que indica que a aproximação de MHD colisional ainda é válida. Na próxima seção, veremos que a reconexão magnética “rápida” induzida por turbulência pode aumentar substancialmente a camada efetiva de reconexão.

2.2.4 Reconexão magnética “rápida” induzida por turbulência

Sabemos que tanto o número de Reynolds⁶ quanto o número de Lundquist (ou de Reynolds magnético) para os microquasares e AGNs (e na maioria dos sistemas astrofísicos) são elevados. Isto implica que tanto o fluido quanto o campo magnético nesses sistemas podem facilmente tornarem-se turbulentos, através da ação de instabilidades que podem ocorrer, por exemplo, nos lençóis de corrente⁷. Estas instabilidades podem produzir movimentos turbulentos com velocidades características próximas à térmica das partículas.

⁶ O número de Reynolds $R_e \sim LV/\nu$ para os sistemas que estamos estudando é aproximadamente $R_e \sim 10^{20} - 10^{28}$, onde V é a velocidade característica do sistema e ν é a viscosidade dinâmica. Para um fluido magneticamente dominante, a viscosidade é predominantemente normal ao campo magnético e dada por $\nu_{\perp} \simeq 1.7 \times 10^{-2}n \ln \Lambda T^{-1/2} B^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, para $\Lambda = 3/2e^3(k^3 T^3 / \pi n)^{-1/2} \min[1, (4.2 \times 10^5 / T)^{1/2}]$ (veja Spitzer, 1962; Zhang e Yan, 2011).

⁷ Um exemplo seria a instabilidade Buneman que ocorre quando $T_e/T_i \sim 1$, onde T_e e T_i são as temperaturas dos elétrons e dos íons, respectivamente (veja Papadopoulos, 1977)

Além disso, a ocorrência de reconexões magnéticas com ejeções de plasmóides durante a construção da própria coroa ao redor do buraco negro (Liu et al., 2002, 2003) irá contribuir para o aparecimento de turbulência. Simulações numéricas de discos de acreção têm demonstrado a formação de um fluido turbulento ao redor do buraco negro permeando o campo magnético de larga escala que pode ser desencadeado, por exemplo, pela IMR (veja Tchekhovskoy et al., 2011; McKinney et al., 2012; Dexter et al., 2014).

De acordo com o modelo de Lazarian e Vishniac (1999), mesmo a presença de uma fraca turbulência num fluido é suficiente para que as linhas do campo magnético sejam distorcidas, o que permite eventos simultâneos de reconexão, tornando-a “rápida” e de maneira independente da resistividade microscópica elétrica do sistema. Em outras palavras, processos estocásticos são induzidos espontaneamente pela turbulência, provocando a difusão das linhas do campo magnético na escala macroscópica. A taxa de reconexão global é substancialmente maior devido às sucessivas reconexões que ocorrem em todo o fluido turbulento (assim como observado no último esquema da Figura 2.1).

Na presença de turbulência, a velocidade de reconexão é dada por:

$$v_{rec} \simeq v_A \min \left[\frac{L_{inj}}{L_X}, \frac{L_X}{L_{inj}} \right]^{\frac{1}{2}} M_A^2, \quad (2.22)$$

onde L_X é a extensão da zona de reconexão (veja Figura 1.3); $M_A = v_{inj}/v_A$ é o número de Mach Alfvénico; e v_{inj} e L_{inj} correspondem à velocidade e à escala característica de injeção da turbulência, respectivamente. Simulações numéricas 3D-MHD realizadas por Kowal et al. (2009, 2012) indicam uma dependência da velocidade de reconexão com a escala de injeção levemente diferente da prevista pela teoria, i.e., $v_{rec} \propto L_{inj}^{3/4}$. Os valores numéricos obtidos para v_{rec} dessas simulações são compatíveis com as taxas observadas nos *flares* solares.

Através da conservação de massa ($\Delta R_X/L_X \approx v_{rec}/v_A$) e da equação (2.22), temos que nesse caso a espessura da camada de reconexão é dada por:

$$\Delta R_X = L_X \min \left[\frac{L_{inj}}{L_X}, \frac{L_X}{L_{inj}} \right]^{\frac{1}{2}} M_A^2. \quad (2.23)$$

Podemos utilizar a relação acima para calcular a potência magnética liberada na reconexão desencadeada pela turbulência a partir da eq.(2.2). Para isto, vamos admitir que a velocidade de injeção da turbulência é da ordem da velocidade do som na região coronal. Além disso, consideraremos que a escala de injeção é da ordem do tamanho da zona de reconexão ($L_{inj} \simeq L_X$), que por sua vez pode ser definido como um parâmetro livre, porém,

limitado ao tamanho máximo da região coronal, i.e., da região coronal ($L_X \leq L$). A partir destas suposições, a equação acima pode ser reescrita como⁸:

$$\Delta R_X \simeq 11.6 \Gamma^{-\frac{5}{4}} r_X^{\frac{31}{16}} l^{-\frac{5}{8}} l_X q^{-3} \dot{m}^{-\frac{5}{8}} m \text{ cm}, \quad (2.24)$$

onde $l_X = L_X/R_S$.

Como consequência, a largura da região de reconexão magnética será maior que a obtida no caso da resistividade anômala (eq.2.19), indicando que a reconexão desencadeada pela turbulência será mais eficiente.

O fato de a turbulência resultar numa taxa de reconexão maior do que a obtida pelo mecanismo de resistividade anômala não é uma surpresa e vem diretamente da natureza distinta de ambos os processos. Kowal et al. (2009) já haviam comparado os dois processos a partir de simulações numéricas 3D-MHD e encontraram que a resistividade anômala não influencia a taxa de reconexão magnética quando esta é induzida por turbulência. Isto reforça a ideia de que na presença de turbulência, e de um campo magnético estocástico induzido por esta, efeitos cinéticos do plasma não serão dominantes para determinar a velocidade de reconexão global do sistema.

Isto ocorre uma vez que a largura da zona de reconexão é maior que o raio de Larmor para os íons ($\Delta R_X > R_i$; veja Eyink et al., 2011), o que é satisfeito a partir do espaço paramétrico investigado no presente trabalho, considerando condições físicas apropriadas para a região ao redor do buraco negro. Caso o espaço paramétrico não satisfizesse a condição acima, efeitos cinéticos iriam ser relevantes para o desencadeamento de uma reconexão “rápida” de maneira que a aproximação MHD colisional não seria adequada.

O resultado acima também sugere que a resistividade anômala pode ser um processo importante para desencadear a reconexão. Entretanto, uma vez que a turbulência tenha se desenvolvido no sistema, a reconexão magnética “rápida” induzida por ela será o processo dominante.

Considerando as equações (2.2) e (2.24), a potência magnética liberada em eventos de reconexão desencadeada pela turbulência ao redor de buracos negros é dada por:

$$\dot{W}_{Bturb} \simeq 1.66 \times 10^{35} \Gamma^{-\frac{1}{2}} r_X^{-\frac{5}{8}} l^{-\frac{1}{4}} l_X q^{-2} \dot{m}^{\frac{3}{4}} m \text{ erg/s}, \quad (2.25)$$

⁸ Esta é a forma correta da eq.(14) de Kadowaki et al. (2015) e utilizada para o cálculo de \dot{W}_{Bturb} no mesmo artigo. Portanto, a errata não compromete os resultados e conclusões finais lá apresentados.

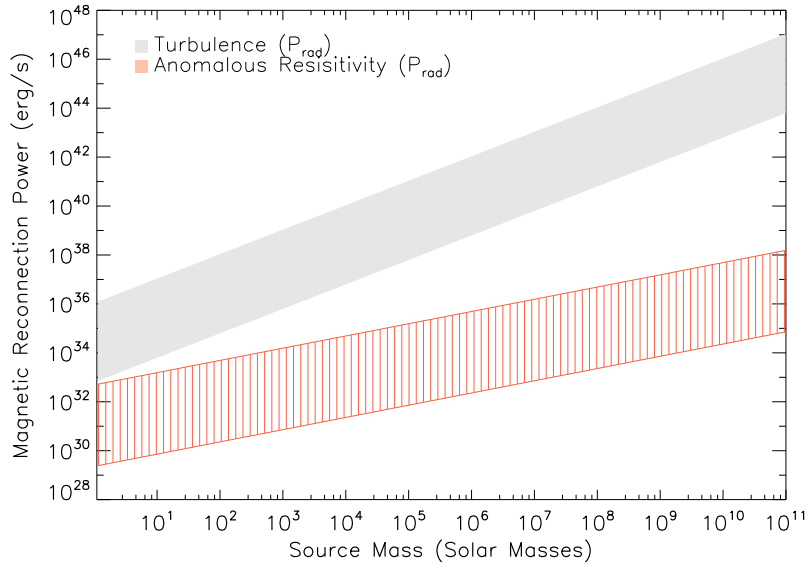


Figura 2.2: Potência magnética (\dot{W}_B) liberada em eventos de reconexão “rápida” desencadeadas por um mecanismo de resistividade anômala (em vermelho) e através da turbulência (em cinza claro) como função da massa dos buracos negros centrais. O espaço paramétrico foi obtido a partir dos seguintes parâmetros livres: $0.05 \leq \dot{m} \leq 1$; $1 \leq l \lesssim 18$ e $0.06l \lesssim l_X \leq l$, admitindo $R_X = 6R_S$ (obtido de [Kadowaki et al., 2015](#)).

cuja potência é claramente maior que aquela obtida pelo modelo de resistividade anômala (eq.2.20).

A Figura 2.2 compara as equações (2.20) e (2.25), em função da massa da fonte central, onde adotamos um raio interno para o disco correspondente a $R_X = 6R_S$ e o seguinte espaço paramétrico: $1 \leq m \leq 10^{10}$ (em unidade de M_\odot) para abranger as massas tanto de microquasares quanto de AGNs; e $0.05 \leq \dot{m} \leq 1$ (em unidades de \dot{M}_{Edd}) para a taxa de acreção. Para garantir que a aproximação MHD para plasmas colisionais seja satisfeita, restringimos os limites inferiores das escalas características do sistema, de maneira que eles sejam sempre maiores que o livre caminho médio dos íons. Portanto, admitimos que $l_{mfp} \lesssim l_X \leq l$, onde:

$$l_{mfp} \simeq 5.70 \times 10^{-2} l \text{ cm} \quad (2.26)$$

é o livre caminho médio em unidades de R_S . Isto implica que $1 \leq l \lesssim 18$ e $0.06l \lesssim l_X \leq l$. O limite superior para l foi obtido da condição $l_{mfp} \lesssim 1$.

A partir da Figura 2.2, é possível verificar que o intervalo de potências calculadas para reconexão magnética induzida por turbulência, obtido pela equação (2.25), é superior e possui uma inclinação maior que aquele obtido para reconexão magnética anômala (equação

2.20). Isto é uma consequência direta da dependência da potência magnética com a massa, uma vez que para o caso da resistividade anômala esta é dada por $\dot{W}_{Bar} \propto m^{0.5}$, e para o caso da turbulência é dada por $\dot{W}_{Bturb} \propto m$. Veremos na seção 2.3 que esta diferença possui consequências observacionais importantes para microquasares e AGNs.

2.2.5 Discos de acreção dominados pela radiação ou pela pressão térmica do gás

Os valores da taxa de acreção utilizados no espaço paramétrico da Figura 2.2 são mais adequados para uma coroa ao redor de um disco em que a pressão da radiação é dominante sobre a pressão térmica no disco. Entretanto, podemos avaliar, também, \dot{W}_B a partir das equações (2.20) e (2.25) considerando um disco dominado pela pressão térmica do gás. Neste caso, as taxas de acreção não podem ser tão elevadas quanto aquelas consideradas no regime do disco dominado pela radiação (para mais detalhes, veja o apêndice A).

No regime dominado pela pressão do gás, a pressão do disco é dada por (veja eq.A.34 do apêndice A e Shakura e Sunyaev, 1973):

$$P_{gas} \simeq \frac{\rho_d k_B T_d}{\mu m_H} \simeq 4.11 \times 10^{18} \alpha^{-\frac{9}{10}} r_X^{-\frac{21}{8}} q^{\frac{17}{5}} \dot{m}^{\frac{17}{20}} m^{-\frac{9}{10}} \text{ dina/cm}^2, \quad (2.27)$$

onde ρ_d e T_d correspondem às densidade e temperatura do disco, respectivamente.

Podemos comparar as equações (2.5) e (2.27) para obter um intervalo adequado para os valores da taxa de acreção a serem utilizados para o espaço paramétrico em cada regime. A Figura 2.3 descreve a razão entre estas duas pressões (P_{rad}/P_{gas}) em função das massas das fontes centrais. Ao adotarmos o intervalo $0.05 \leq \alpha \leq 0.5$ (veja King et al., 2007), verificamos que todos os discos de acreção ao redor de buracos negros com massas entre 1 a $10^{10} M_\odot$ serão dominados pela pressão do gás ($P_{rad}/P_{gas} < 1$) somente se considerarmos $\dot{m} \leq 5 \times 10^{-4}$. Para taxas de acreção superiores a esse valor, o disco pode estar em um regime ou outro, dependendo da massa da fonte central. Mas, notamos que para o intervalo $5 \times 10^{-2} < \dot{m} < 1$, todos os discos, independentemente da massa, tornam-se dominados pela pressão da radiação ($P_{rad}/P_{gas} > 1$). Nas próximas seções, vamos utilizar esses dois intervalos de taxas de acreção para o cálculo do potência magnética para cada regime.

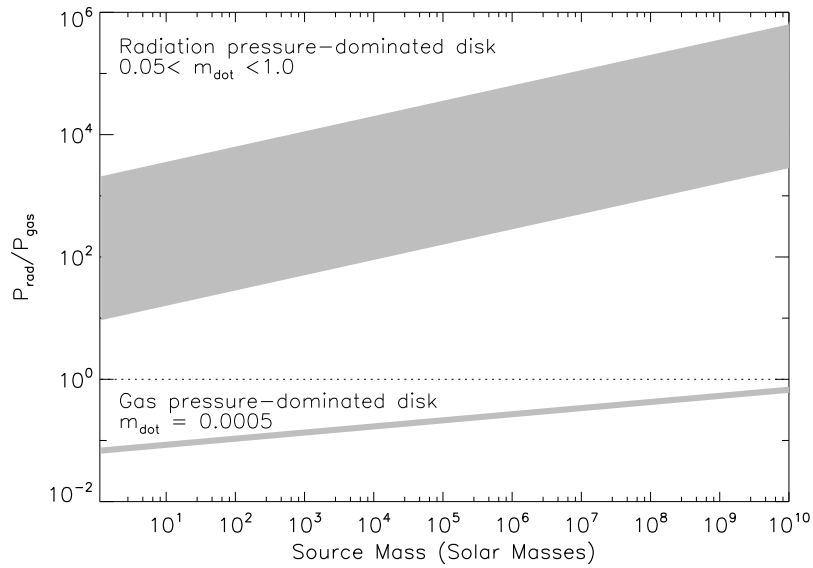


Figura 2.3: Razão entre as pressões de radiação e do gás do disco de acreção (P_{rad}/P_{gas}) como função das massas dos buracos negros centrais para diferentes valores de \dot{m} . As regiões cinzas correspondem aos espaços paramétricos de P_{rad}/P_{gas} para o regime onde a pressão é dominada pela radiação ($P_{rad}/P_{gas} > 1$) e dominada pelo gás ($P_{rad}/P_{gas} < 1$). Obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#).

2.3 Comparação entre \dot{W}_B e as emissões em rádio e em raios-gama em função das massas dos buracos negros centrais

Na seção anterior, avaliamos a potência magnética liberada em eventos de reconexão “rápida” ao redor de buracos negros, considerando dois mecanismos diferentes de indução, o de resistividade anômala e o de turbulência. Verificamos que este último mecanismo será o mais eficiente, tornando-se dominante em relação ao mecanismo de resistividade anômala. A parcela da potência magnética que será convertida para acelerar partículas não é o objetivo do presente trabalho, porém, como discutido na introdução (e, também, nos estudos de GL05 e GPK10), podemos esperar que uma fração substancial irá acelerar elétrons a velocidades relativísticas por um processo de Fermi de primeira-ordem (veja [Kowal et al., 2011, 2012](#); [del Valle et al., 2016](#)) e poderá produzir uma emissão não-térmica com espectro na forma de uma lei de potência ([Khiali, de Gouveia Dal Pino e Sol, 2015](#); [Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle, 2015](#)). Nesta seção, iremos primeiro comparar a potência magnética obtida na seção anterior (\dot{W}_B) com a emissão rádio observada nas regiões nucleares de microquasares e AGNs. Em seguida, iremos fazer uma comparação semelhante com a emissão em altas energias (no intervalo de GeV a TeV) observadas para

as mesmas fontes.

2.3.1 Comparação entre \dot{W}_B com microquasares e LLAGNs

A Figura 2.4 apresenta, em uma escala de cores cinzas, a potência magnética liberada em eventos de reconexão “rápida” induzidos por turbulência ($\dot{W}_{B_{turb}}$, eq.2.25) em função das massas dos buracos negros centrais, tanto num regime de disco dominado pela radiação quanto pela pressão do gás. Além disso, é apresentado em vermelho o mesmo estudo, porém, considerando que a reconexão é induzida pelo mecanismo de resistividade anômala (\dot{W}_{Bar} , eq.2.20), somente num regime de disco dominado pela radiação. A linha contínua desta figura corresponde à correlação observada entre as massas dos buracos negros centrais e a luminosidade rádio nuclear (na escala sub-parsec) de uma amostra de 96 LLAGNs próximos (dentro de uma região de 19 Mpc) obtida por Nagar et al. (2002) a partir das observações com o VLA (*Very Large Array*) e o VLBA (*Very Long Baseline Array*). A linha tracejada foi obtida por Nagar et al. (2005) considerando uma amostra mais refinada, obtida através do VLBI (*Very-long-baseline interferometry*). A linha pontilhada-tracejada corresponde à correlação obtida por Merloni et al. (2003), considerando emissões nucleares em rádio (5GHz) obtidas pelo VLA com uma amostra de ~ 100 LLAGNs (a maioria com uma resolução da ordem de arco-segundos), além das emissões rádio de 8 buracos negros galácticos (microquasares) obtidas a partir do *Green-Bank Interferometer*. Apesar da simplicidade do nosso modelo, a inclinação obtida a partir do cálculo de $\dot{W}_{B_{turb}}$ em função das massas das fontes centrais é semelhante às correlações observadas. Além disso, o diagrama mostra que os valores de $\dot{W}_{B_{turb}}$ nesse caso são superiores à luminosidade rádio observada. Esta é uma indicação de que apenas pequenas frações desta potência já são suficientes para acelerar as partículas relativísticas e explicar a emissão rádio das fontes observadas (e representadas pelas linhas do diagrama). O modelo de resistividade anômala, por outro lado, não explica nem a inclinação da distribuição de luminosidades, nem a emissão das fontes mais luminosas considerando um espaço paramétrico semelhante ao utilizado no modelo de turbulência. Notamos que em GPK10, a comparação entre \dot{W}_{Bar} e as luminosidades rádio de uma amostra bem menor de microquasares e LLAGNs havia indicado ser possível explicar a emissão das fontes estudadas. Entretanto, a potência magnética foi avaliada considerando um campo de radiação do disco (U_{rad}) ligeiramente superior ao que utilizamos no presente trabalho (eq.2.13). Consequentemente, em GPK10,

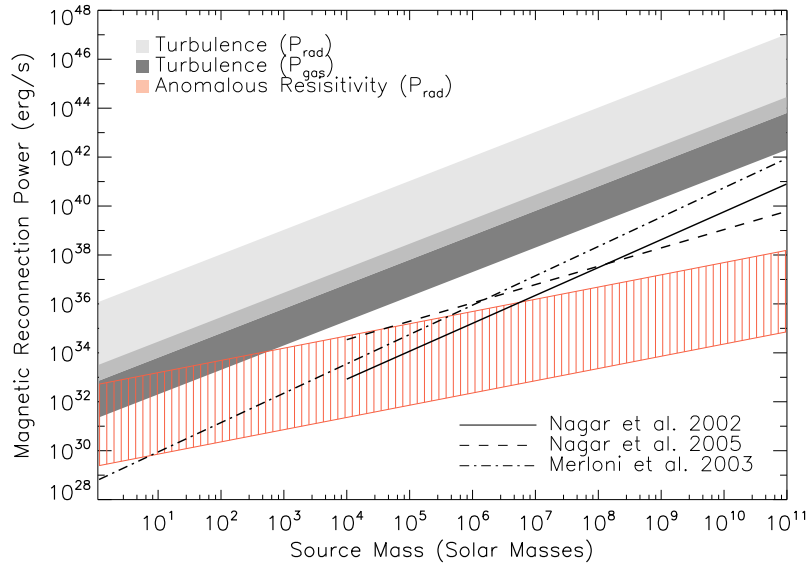


Figura 2.4: Potência magnética (\dot{W}_B) liberada em eventos de reconexão “rápida” induzidos pelo mecanismo de resistividade anômala (em vermelho) e por turbulência (em cores cinzas) como função das massas dos buracos negros centrais. A parte superior do diagrama, correspondente ao modelo turbulento, indica o espaço paramétrico obtido a partir de um regime de disco dominado pela pressão de radiação (em cinza-claro) com altas taxas de acreção ($0.05 \leq \dot{m} \leq 1$). Já a parte inferior do diagrama (região cinza-escuro) corresponde a um disco dominado pela pressão do gás, com baixas taxas de acreção ($\dot{m} \simeq 5 \times 10^{-4}$). A região intermediária corresponde a uma sobreposição dos dois regimes. O espaço paramétrico da potência magnética da reconexão induzida por resistividade anômala, foi calculado somente para o regime de disco dominado pela pressão de radiação. Os outros parâmetros livres usados para calcular \dot{W}_B nos dois casos foram: $1 \leq l \lesssim 18$ e $0.06l \lesssim l_X \leq l$ (para $R_X = 6R_S$). As linhas contínua e tracejada correspondem às correlações observadas entre as massas dos buracos negros e a luminosidade rádio nuclear de LLAGNs, obtidas por Nagar et al. (2002, 2005). A linha pontilha-tracejada corresponde às mesmas correlações, porém, para uma amostra de AGNs e microquasares obtidas por Merloni et al. (2003). Figura obtida de Kadowaki et al. (2015).

as temperaturas coronais obtidas do modelo de Liu et al. (2002) são superiores às utilizadas agora (eq.2.14) e, portanto, tornam a reconexão induzida por resistividade anômala mais eficiente. Além disso, em GPK10, foi considerado um espaço paramétrico onde os limites superiores da região coronal eram maiores ($L \sim 1000R_S$) que os adotados no presente trabalho ($L \sim 8R_S$). Este último foi delimitado, como vimos na seção anterior, pelo modelo de reconexão rápida induzida por turbulência.

A Figura 2.5 apresenta a comparação direta somente de \dot{W}_{Bturb} com as observações da luminosidade rádio (na região nuclear) de uma amostra de 9 buracos negros galácticos (*galactic black holes*, GBHs, ou microquasares, veja Hannikainen et al., 2001; Merloni et al., 2003); e 233 LLAGNs (incluindo galáxias Seyferts e LINERs, veja Merloni et al., 2003; Nagar et al., 2002, 2005; Israel, 1998; Kadler et al., 2012b). A tabela C.1, do apêndice C,

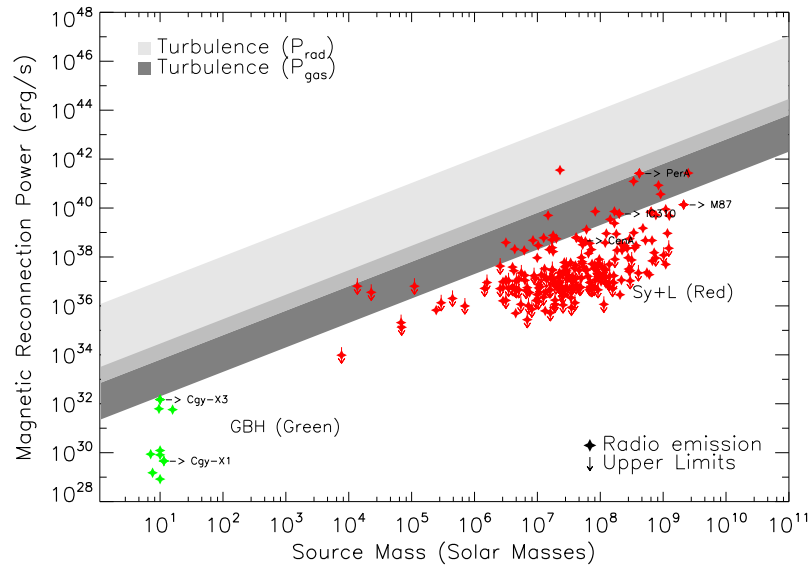


Figura 2.5: $\dot{W}_{B_{turb}}$ em função das massas dos buracos negros centrais (veja eq.2.25). No diagrama são apresentadas a emissão rádio nuclear de 233 LLAGNs (símbolos vermelhos, que incluem galáxias do tipo Seyferts e LINERs) e 9 microquasares (ou GBHs, representados pelos símbolos verdes). O espaço paramétrico utilizado é o mesmo da Figura 2.4. As setas (quando presentes) indicam que as luminosidades obtidas são somente limites superiores. As posições de algumas fontes são destacadas no diagrama (Cgy-X1, Cgy-X3, Cen A, Per A, M87 e IC310). Figura obtida de Kadowaki et al. (2015).

apresenta os principais parâmetros físicos dessa amostra. As massas dos buracos negros centrais (também indicados na tabela C.1) foram obtidas através da média dos valores determinados a partir de diferentes métodos presentes na literatura, incluindo métodos cinemáticos (através de *masers* e da dinâmica do gás e das estrelas, veja Richstone et al., 1998; Gebhardt et al., 2000; Merloni et al., 2003; Remillard e McClintock, 2006), e através da relação empírica entre as massas dos buracos negros e a dispersão de velocidades das estrelas do bojo das galáxias hospedeiras (veja Tremaine et al., 2002; Merritt e Ferrarese, 2001). Para as fontes cujas massas não foram encontradas na literatura, obtivemos os valores de dispersão de velocidades estelares a partir do catálogo HYPERLEDA⁹ e calculamos as massas dos buracos negros centrais a partir das relações empíricas de Tremaine et al. (2002) e Merritt e Ferrarese (2001).

A emissão rádio das fontes da Figura 2.5 é representada por estrelas, onde as vermelhas indicam os LLAGNs e as verdes os microquasares. Destacamos, também, as emissões rádio de algumas fontes que foram amplamente estudadas na literatura em vários comprimentos de onda, tais como as rádio-galáxias Cen A, M87, IC310 e Per A (NGC1275); além dos

⁹ <http://www-obs.univ-lyon1.fr/hypercat/>

microquasares Cgy-X1 e Cgy-X3. Esta figura confirma a mesma tendência apresentada na Figura 2.4, indicando que a reconexão magnética entre as linhas de campo do disco e da magnetosfera do buraco negro, na região coronal, de microquasares e LLAGNs, é mais que suficiente para explicar a emissão rádio sincrotrônica destas fontes (assim como sugerido por GPK10 para uma amostra bem menor). Na realidade, os resultados indicam que para a maior parte desta amostra, apenas uma pequena fração de \dot{W}_B é suficiente para acelerar os elétrons responsáveis pela emissão em rádio devido ao processo síncrotron.

Experimentos em laboratório que reproduzem eventos de reconexão magnética (Yamada et al., 2014) e observações de *flares* solares (Lin e Hudson, 1971) sugerem que $\sim 50 - 60\%$ da potência magnética liberada nestes eventos pode ser convertida para a aceleração das partículas. Logo, os resultados da Figura 2.5 claramente indicam que a potência liberada por reconexão magnética poderia explicar ainda a luminosidade emitida em outras faixas do espectro (veja adiante).

Como discutido na introdução, elétrons e prótons acelerados a velocidades relativísticas irão interagir com os campos magnéticos, e também com a matéria e a radiação circunvizinha, através de outros processos que podem levar à produção de emissão em altas energias. Estes processos incluem o Compton Inverso onde elétrons relativísticos espalham fótons de baixa frequência do campo de radiação na região mais interna do sistema para frequências mais altas; ou *Synchrotron-self Compton* onde as partículas aceleradas interagem com os próprios fótons produzidos por emissão síncrotron; ou por interações dos prótons acelerados tanto com aqueles que compõem a coroa ao redor do disco (via interações p-p) quanto os fótons dessa região (via interações p- γ ; veja, e.g., Romero et al., 2003; Khiali et al., 2015; Aleksić et al., 2010; Fermi LAT Collaboration et al., 2009; Abdo et al., 2009).

Com o objetivo de estudar a origem da emissão nas altas energias tanto de microquasares quanto LLAGNs, mostramos na Figura 2.6 a correlação entre \dot{W}_{Bturb} e as luminosidades em raios-gama observadas (veja tabela C.1 do apêndice C) para uma sub-amostra de 23 fontes daquelas apresentadas na Figura 2.5. A maior parte das galáxias do tipo Seyfert desta sub-amostra apresentam somente limites superiores para intervalo de GeVs a TeVs (obtidas com um nível de confiança de 95% por Ackermann et al., 2012, com o satélite Fermi-LAT). Estes dados são representados por círculos na Figura 2.6.

Incluímos na mesma figura as luminosidades em raios-gama de quatro rádio-galáxias (obtidas por Abdo et al., 2009, 2010; Aleksić et al., 2014), assim como as emissões ob-

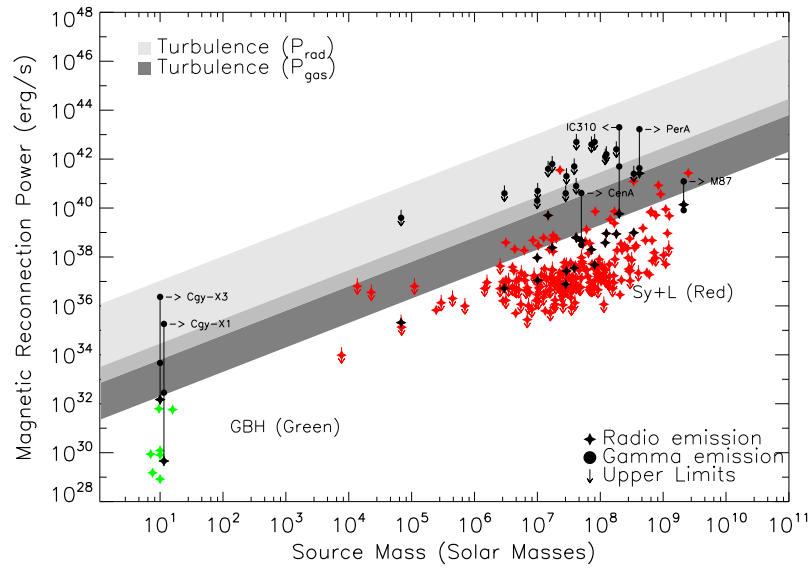


Figura 2.6: Esta figura apresenta \dot{W}_{Bturb} para o mesmo espaço paramétrico da Figura 2.5, porém, incluímos a emissão em raios-gama de uma sub-amostra de LLAGNs e microquasares. A emissão em altas energias é representada por círculos pretos e a emissão rádio é representada por estrelas pretas (para distingui-los do resto da amostra). Nos poucos casos em que havia emissões disponíveis na literatura em mais de uma banda de altas energias, de MeV/GeV a TeV, ligamos essas emissões por linhas verticais que conectam os valores mínimos e máximos da luminosidade em raios-gama com as emissões em rádio de cada uma das fontes. As setas associadas aos símbolos indicam somente limites superiores para a emissão em raios-gama. Figura obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#).

servadas dos microquasares Cgy-X1 ([Albert et al., 2007](#); [Malyshev et al., 2013](#)) e Cgy-X3 ([Piano et al., 2012](#)). Nestes casos, foram incluídas as emissões na faixa de MeV/GeV a TeV (dos valores mínimos aos máximos observados), onde indicamos com linhas verticais todo intervalo de luminosidades de cada fonte (provenientes das emissões em rádio e em raios-gama; veja, também, a tabela C.1).

A Figura 2.6 mostra que \dot{W}_{Bturb} também é, em princípio, suficiente para explicar a emissão em raios-gama observada para a mesma amostra de fontes da Figura 2.5 (microquasares e LLAGNs). Entretanto, notamos que as emissões de altas energias não devem depender somente da eficiência com que a potência magnética liberada é utilizada para acelerar as partículas primárias (prótons e elétrons) a velocidades relativísticas, mas também da interação destas com os campos de matéria e radiação ao redor dos sistemas estudados. Logo, um estudo mais detalhado de cada fonte deve envolver, além da potência magnética liberada pelo mecanismo de reconexão, esses outros ingredientes, para permitir a determinação de suas distribuições espectrais de energia (SEDs, *spectral energy distributions*). Tal estudo complementar foi realizado para as fontes destacadas nas figuras 2.5 e 2.6 em

Khiali, de Gouveia Dal Pino e Sol (2015) e Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle (2015). Além disso, outra característica importante da Figura 2.6 é que a potência $\dot{W}_{B_{turb}}$ também é capaz explicar a correlação observada entre a emissão em raios-gama e as massas das fontes, tal como para a emissão rádio. Isso é uma indicação que ambas as emissões estão correlacionadas e, possivelmente, têm a mesma origem na região mais interna do sistema, provavelmente produzidas pela mesma população de partículas relativísticas, que por sua vez pode ser explicada pelo mecanismo de reconexão magnética aqui descrito.

2.3.2 Comparação entre \dot{W}_B com blazares e GRBs

Na seção anterior, discutimos a correlação entre a potência magnética liberada em eventos de reconexão “rápida” induzidos por turbulência na região mais interna do sistema disco de acreção/coroa ao redor do buraco negro, e as luminosidades rádio e em raios-gama observadas em LLAGNs e microquasares. Nesta seção, estenderemos esta análise para uma amostra composta por blazares e GRBs, i.e., para fontes mais luminosas.

Como discutido na introdução, os jatos emitidos por blazares apontam na mesma direção da linha de visada do observador, obscurecendo grande parte da emissão da região nuclear. Entretanto, é possível, em muitos casos, separar a emissão rádio entre a componente nuclear (ou compacta; provavelmente produzida próxima da base de lançamento do jato) e a componente “extensa” (veja, por exemplo, Kharb et al., 2010). A Figura 2.7 e a tabela C.2 (apêndice C) fornecem as emissões rádio nucleares (próximo à base de lançamento do jato) de uma amostra de blazares, além das emissões rádio dos LLAGNs e microquasares apresentadas na seção anterior. Como na Figura 2.5, comparamos a emissão observada destas fontes com $\dot{W}_{B_{turb}}$. Esta amostra possui as luminosidades de 32 blazares estudadas por Nemmen et al. (2012) (cujas massas dos buracos negros centrais e a emissão radio nuclear foram obtidas de Vovk e Neronov (2013) e Kharb et al. (2010), respectivamente). As linhas tracejadas verticais associadas à cada blazar fornecem a correção da luminosidade rádio devido ao *Doppler boosting*. Esta correção foi realizada da mesma forma que em Nemmen et al. (2012) para as mesmas fontes¹⁰.

¹⁰ Nemmen et al. (2012), que utilizaram somente a emissão em raios-gama, admitiram que a mesma é isotrópica e, então, calcularam a correção através do fator de *beaming* f_b , i.e., $L_{corr} = f_b L_{iso}$, onde L_{corr} é a luminosidade corrigida, L_{iso} é a luminosidade isotrópica, e $f_b = 1 - \cos(1/\Gamma_0)$, onde Γ_0 é o fator de Lorentz (veja, e.g., Jorstad et al., 2005; Pushkarev et al., 2009)

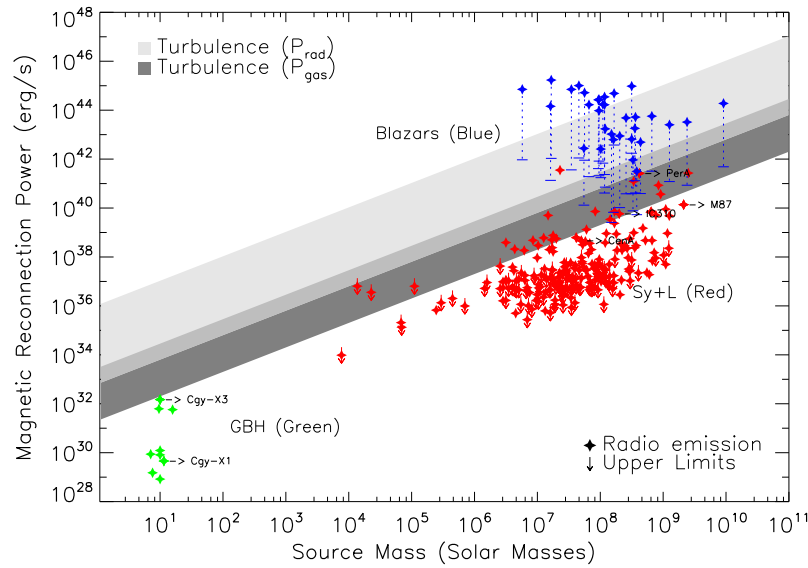


Figura 2.7: Similar à Figura 2.5, porém incluindo a emissão a emissão rádio observada da componente nuclear de blazares (representadas por estrelas azuis), além da emissão rádio nuclear de LLAGNs e microquasares. As linhas tracejadas verticais correspondem à correção devido ao *Doppler boosting*. Os símbolos vermelhos e verdes correspondem às emissões rádio dos LLAGNs e microquasares, respectivamente. Figura obtida de Kadowaki et al. (2015).

A Figura 2.7 mostra que somente com a correção do *Doppler boosting*, a emissão rádio dos blazares entra no espaço paramétrico de \dot{W}_{Bturb} , sobretudo na região correspondente às altas taxas de acreção. Isto poderia indicar que está emissão é, possivelmente, produzida próximo à base de lançamento do jato e, portanto, poderia ser resultado de eventos de reconexão magnética “rápida”, como no caso dos LLAGNs. Por outro lado, a emissão dos blazares não parece seguir a mesma correlação entre luminosidade e massa dos buracos negros centrais dos LLAGNs, especialmente para as fontes mais luminosas. Isto pode ser uma indicação de que suas emissões podem realmente ter origem no jato, acima da base de lançamento, de uma outra população de partículas relativísticas, como em geral se espera no caso dos blazares.

Para reforçar a ideia acima de que as fontes mais luminosas possivelmente têm uma origem distinta ao longo dos jatos relativísticos, ao invés de na região nuclear, incluímos na Figura 2.8 a emissão em raios-gama observada dos mesmos 32 blazares (obtidas por Nemmen et al., 2012, veja, também, a tabela C.2). Mesmo com a correção de *Doppler boosting*, notamos que a maior parte dessa emissão dos blazares encontra-se acima do espaço paramétrico de \dot{W}_{Bturb} . Além disso, assim como a emissão rádio, essa emissão em altas energias não segue a mesma correlação que a obtida para o caso dos LLAGNs.

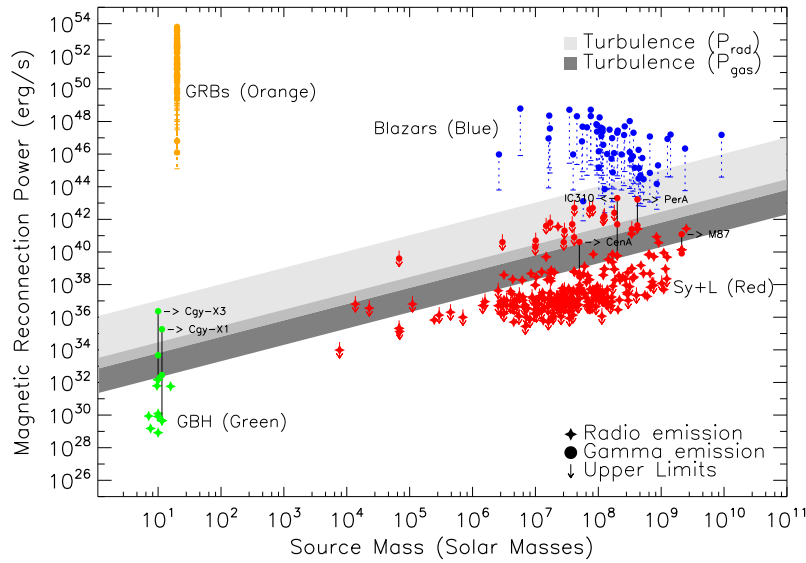


Figura 2.8: Esta figura é similar à Figura 2.7, porém incluímos também a emissão em raios-gama observada dos blazares (representada pelos círculos azuis) e de GRBs (representada pelos círculos laranja). As linhas tracejadas verticais correspondem à correção da emissão observada pelos efeitos de *Doppler boosting*. Os símbolos vermelhos correspondem às emissões rádio e em raios-gama dos LLAGNs e os símbolos verdes às emissões rádio e em raios-gama dos microquasares. Figura obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#).

Para efeitos de comparação, nós incluímos também a emissão em raios-gama de uma amostra de 54 GRBs (também obtida por [Nemmen et al., 2012](#), veja tabela C.3). A Figura 2.8 mostra claramente que emissão tanto de blazares quanto GRBs não estão correlacionadas nem com $\dot{W}_{B_{turb}}$ nem com a emissão dos LLAGNs e microquasares. Na verdade, a linha imaginária que liga estas duas classes de fontes astrofísicas na Figura 2.8 está anticorrelacionada com o espaço paramétrico (em escala de cores de cinzas) que caracteriza o mecanismo de emissão por reconexão magnética “rápida” na região nuclear destes sistemas, o que sugere que a emissão em raios-gama (e rádio) destas fontes não pode ser atribuída a este mecanismo. Este resultado é consistente com o que também normalmente é esperado no caso dos GRBs, onde a emissão em raios-gama também é atribuída a um jato super-relativístico que aponta para a linha de visada do observador, isto é, não vem da região nuclear, assim como nos blazares (veja, por exemplo, [Paczyński, 1998](#); [MacFadyen e Woosley, 1999](#)).

2.4 Discussão

Neste trabalho, estendemos os estudos realizados por GL05 e GPK10, investigando as interações entre as linhas do campo magnético do disco de acreção e da magnetosfera do buraco negro (tanto de microquasares quanto LLAGNs). Foram examinadas as condições em que eventos de reconexão magnética “rápida” podem ocorrer na região mais interna do sistema, e como a liberação da potência magnética em tais eventos pode ser suficiente para permitir o aquecimento coronal e a aceleração de partículas a velocidades relativísticas.

2.4.1 Resistividade anômala versus turbulência

A partir dos potenciais mecanismos que podem desencadear a reconexão magnética “rápida” numa aproximação MHD colisional, comparamos o mecanismo investigado por GL05 e GPK10, ou seja, o de resistividade anômala (Parker, 1979; Biskamp et al., 1997; Shay et al., 1998) com o mecanismo de reconexão “rápida” induzido por turbulência (Lazarian e Vishniac, 1999; Kowal et al., 2009). Verificamos que a potência magnética liberada pelo mecanismo de turbulência (eq.2.25) é maior do que a obtida pela resistividade anômala (eq.2.20), resultado da presença de turbulência que naturalmente aumenta tanto a espessura quanto o volume da região de descontinuidade magnética, além da taxa de reconexão (eq.2.24). Este é um resultado esperado, uma vez que a resistividade anômala atua predominantemente nas pequenas escalas do sistema, resultando numa taxa de reconexão muito menor, diferente da turbulência que atua sobre as grandes escalas do fluido e favorece a reconexão “rápida” com vários eventos simultâneos (veja as equações 2.19 e 2.24, onde é possível comparar as diferentes espessuras obtidas para ambos os mecanismos).

Em trabalhos anteriores, GL05 e GPK10 exploraram apenas os efeitos da resistividade anômala, pois a teoria de Lazarian e Vishniac (1999) de reconexão turbulenta ainda estava sendo testada. Atualmente, esta teoria vem sendo exaustivamente discutida em diferentes abordagens (veja, por exemplo, Eyink et al., 2011; Lazarian et al., 2012, 2015) e testada com sucesso por meio de simulações 3D-MHD (veja Kowal et al., 2009, 2012; Eyink et al., 2013; Xu e Yan, 2013), portanto, motivando a sua análise no presente trabalho. Curiosamente, verificou-se que o mecanismo de turbulência é capaz de reproduzir melhor as observações das emissões rádio e raios-gama de microquasares e LLAGNs, bem como a correlação destas com as massas das respectivas fontes (veja seção 2.3).

A percepção de que a turbulência pode afetar a reconexão magnética não é tão recente (uma análise comparativa dos diferentes modelos pode ser verificada nos artigos de revisão de [Kowal et al., 2009](#); [Eyink et al., 2011](#); [Lazarian et al., 2015](#)). Trabalhos anteriores concentraram-se nos efeitos da turbulência nas escalas microfísicas (veja [Speiser, 1970](#); [Jacobson e Moses, 1984](#)), embora nas grandes escalas esses efeitos cinéticos não sejam dominantes. O estudo mais próximo ao mecanismo de [Lazarian e Vishniac \(1999\)](#) foi realizado por [Matthaeus e Lamkin \(1985, 1986\)](#). Estes autores estudaram eventos de reconexão magnética em simulações numéricas bidimensionais na presença de turbulência e encontraram um aumento significativo da taxa de reconexão, apesar de não obterem uma previsão analítica para este parâmetro. Outros trabalhos introduziram o conceito de hiper-resistividade e tentaram obter as taxas de reconexão “rápida” induzidas por turbulência a partir de um modelo MHD resistivo com aproximação de campo-médio (veja [Strauss, 1986](#); [Bhattacharjee e Hameiri, 1986](#); [Diamond e Malkov, 2003](#); [Yokoi e Hoshino, 2011](#); [Guo et al., 2012](#)). Embora a abordagem pareça interessante, estes trabalhos chegaram a diferentes resultados para as taxas de reconexão e, além disso, ainda requerem comprovação numérica.

Vários mecanismos de reconexão “rápida” no regime MHD colisional desencadeados por instabilidades na região de reconexão foram também amplamente discutidos (veja [Loureiro et al., 2009](#); [Bhattacharjee et al., 2009](#)). Estimativas indicam que lençóis de corrente laminares sujeitos à instabilidade de ruptura (*tearing instability*) têm taxas de reconexão que são levemente superiores à do mecanismo Sweet-Parker, portanto, ainda um mecanismo “lento”. Em contrapartida, esta instabilidade pode ampliar a região de reconexão, permitindo a ejeção de grandes quantidades de matéria (*outflows*) que se tornarão turbulentas na maioria das condições astrofísicas. Neste caso, a instabilidade pode ser importante para dar início à reconexão, quando o nível de turbulência pré-existente ainda é baixo. Entretanto, uma vez que a turbulência torna-se dominante, ela irá atuar sobre o processo de reconexão tornando-a “rápida”. Portanto, como no caso da resistividade anômala, esperamos que estas instabilidades possam ser importantes para o surgimento tanto da reconexão quanto da turbulência que, conseqüentemente, aumentará as flutuações estocásticas das linhas de campo magnético e, assim, iniciar a reconexão “rápida” em larga escala, tal como proposto por [Lazarian e Vishniac \(1999\)](#).

2.4.2 Aceleração de partículas induzida pela potência magnética liberada em eventos de reconexão

No presente trabalho, obtivemos a potência magnética liberada em eventos de reconexão “rápida”. Argumentamos que parte desta potência seria capaz de acelerar partículas a velocidades relativísticas e comparamos esta potência com as luminosidades rádio e raios-gama observadas para uma extensa amostra de fontes que possuem um buraco negro central, abrangendo um intervalo de 10 ordens de magnitude em massa e 6 ordens de magnitude em luminosidade. Verificamos que estas luminosidades e, portanto, a população de partículas relativísticas responsáveis por elas poderia ser devido à aceleração por reconexão magnética (veja seção 2.3).

Embora a natureza específica do mecanismo de aceleração de partículas não tenha sido um ponto crítico no presente trabalho, algumas considerações devem ser feitas. A aceleração de partículas por um processo de Fermi de primeira-ordem na região de reconexão magnética vem sendo amplamente estudada atualmente (veja, por exemplo, os artigos de revisão de Kowal et al., 2011, 2012; de Gouveia Dal Pino e Kowal, 2015; de Gouveia Dal Pino et al., 2014). Como observado anteriormente, GL05 foram os primeiros a propor que este processo poderia ocorrer nos lençóis de corrente formados da convergência de dois fluxos magnéticos de polaridades opostas, movendo-se um em relação ao outro com uma velocidade v_{rec} . Em analogia à aceleração em choques, GL05 verificaram que as partículas presas entre estes dois fluxos magnéticos seriam refletidas diversas vezes ao interagir com as flutuações das linhas de campo, de maneira que o aumento médio da energia da partícula após uma viagem de ida e volta seria de $\langle \Delta E/E \rangle \sim v_{rec}/c$, o que implica numa aceleração estocástica de Fermi de primeira-ordem com um crescimento exponencial de energia depois de várias reflexões, resultando num espectro de partículas com uma lei de potência. Antes disso, vários autores (veja, por exemplo, Litvinenko, 1996; Shibata e Tanuma, 2001; Zenitani e Hoshino, 2001) verificaram que a aceleração de partículas energéticas nas regiões de reconexão magnética seria possível, porém, não a descreveram como um processo de Fermi de primeira-ordem. O estudo analítico realizado por GL05 foi pela primeira vez confirmado numericamente por Drake et al. (2006), que realizaram simulações *particle in cell* (PIC), a quais demonstram a eficiência deste processo somente nas escalas cinéticas de plasmas não-colisionais (veja, também, Drake et al., 2010; Zenitani e Hoshino, 2008;

Zenitani et al., 2009). A equivalência entre as aproximações colisional e não-colisional foi discutida em Kowal et al. (2011, 2012) que realizaram simulações numéricas 2D e 3D-MHD com a injeção de partículas nas regiões de reconexão induzidas por turbulência. Além disso, estes últimos autores demonstraram que o processo de aceleração pode ocorrer tanto em simulações bidimensionais quanto tridimensionais.

Estes resultados reforçam a possibilidade de que o processo de reconexão magnética ao redor de buracos negros, pode levar à aceleração de partículas e à emissão não-térmica observada nas regiões centrais de microquasares e LLAGNs¹¹.

2.4.3 Comparação com as observações

Obtida em função dos parâmetros da região mais interna do disco de acreção, isto é, da massa do buraco negro central ($m = M/M_{\odot}$), da taxa de acreção do disco ($\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$), e da extensão da região coronal ($l = L/R_S$), que por sua vez delimita a altura da região de reconexão magnética ($l_X = L_X/R_S$), a potência calculada por eventos de reconexão “rápida” induzidos por turbulência (\dot{W}_{Bturb}) foi comparada com as emissões rádio nuclear e raios-gama observadas de uma amostra de fontes compactas bem maior do que a utilizada por GPK10, incluindo microquasares, LLAGNs (galáxias do tipo Seyfert e LINERs), além de blazares e GRBs. Os resultados obtidos mostram que, em geral, apenas uma pequena fração desta potência é suficiente para explicar as emissões observadas nas fontes de mais baixa luminosidade (ou seja, LLAGNs e microquasares; veja a Figura 2.5). Na maior parte destes casos, a taxa de acreção necessária corresponde a $\dot{m} < 0.05$. Também é notável o fato de que a dependência de \dot{W}_{Bturb} com a massa dos buracos negros destas fontes apresenta uma inclinação semelhante à da correlação de massa-luminosidade rádio observada por Nagar et al. (2002, 2005) e Merloni et al. (2003) (veja a Figura 2.4), o que sugere que este mecanismo poderia fornecer uma interpretação natural para esta correlação (como sugerido anteriormente por GPK10, mas considerando uma amostra menor de fontes e

¹¹ Entretanto, como discutido anteriormente, não excluimos a possibilidade de que a reconexão magnética “rápida” possa levar à produção de plasmóides ou ao aquecimento e expansão do gás coronal que podem formar frentes de choque, fora da região de reconexão, que podem por sua vez causar a aceleração de partículas (GL05). Cálculos recentes, no entanto, comparando a taxa de aceleração por choque com a taxa de aceleração por reconexão ao redor dessas fontes demonstraram que esta última é bem mais eficaz, desde que o meio seja magneticamente dominante, como poderíamos esperar (veja Khiali, de Gouveia Dal Pino e Sol, 2015; Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle, 2015).

uma reconexão “rápida” induzida apenas pelo mecanismo de resistividade anômala).

A emissão em raios-gama observada nessas mesmas fontes, que se acredita ser produzida por processos diversos, tais como, *Synchrotron-self Compton*, Compton Inverso, interações próton-próton e próton-fóton, envolvendo elétrons e prótons acelerados (veja [Romero et al., 2003](#); [Khiali et al., 2015](#)), pode, em princípio, ser associada à mesma zona que produz a emissão em rádio, próxima ao buraco negro. Por esta razão, investigamos se a potência liberada pela reconexão magnética poderia estar relacionada com a emissão em raios-gama das fontes estudadas, o que se confirmou para o caso de microquasares e LLAGNs. A luminosidade em raios-gama observada nestas fontes parece também estar correlacionada com a luminosidade rádio nuclear e com a potência liberada por reconexão magnética (veja Figura 2.6). Isto sugere que as partículas aceleradas pelo mecanismo de reconexão magnética aqui discutido podem realmente produzir a emissão em rádio e em altas energias na região mais interna destas fontes. Mesmo a rádio-galáxia IC310, que apresenta uma emissão similar aos blazares (veja [Aleksić et al., 2014](#)), pode ser explicada por este mecanismo. Entretanto, verificamos que na maior parte dos casos, a luminosidade em raios-gama é maior do que a rádio, de maneira que a emissão em altas energias localiza-se na parte superior do diagrama de potência por reconexão magnética, correspondente às maiores taxas de acreção (superiores às previstas para explicar a emissão rádio nuclear). Isto sugere que na maioria dos casos, a fim de liberar potência magnética suficiente para acelerar partículas e produzir tanto a emissão rádio quanto a em raios-gama (nos mesmos eventos de reconexão, na mesma região), seriam necessárias taxas de acreção, em geral, $\dot{m} \gtrsim 0.05$.

Além disso, as correlações encontradas acima também podem fornecer pistas sobre a interpretação do chamado “plano fundamental”, que correlaciona empiricamente a luminosidade rádio e raios-X “moles” de microquasares e LLAGNs com a massa dos buracos negros centrais (veja [Merloni et al., 2003](#); [Falcke et al., 2004](#); [Wang et al., 2006](#); [Körding et al., 2006](#); [Li et al., 2008](#); [Yuan et al., 2009](#); [Gültekin et al., 2009](#); [Plotkin et al., 2012](#); [Huang et al., 2014](#)). Apesar de não havermos discutido sobre a emissão em raios-X “moles” (a qual está possivelmente relacionada com o disco de acreção), o mecanismo avaliado neste trabalho sugere uma interpretação física simples para a existência das correlações entre as emissões rádio e de altas energias e suas relações com a região coronal do disco, se produzidas por eventos reconexão magnética na região mais interna destes sistemas. Como

a reconexão magnética e os *flares* associados são um fenômeno transitório e violento que leva à destruição parcial da configuração de equilíbrio na região mais interna do sistema disco de acreção/coroa ao redor do buraco negro, esse processo poderia estar relacionado com a transição entre os estados *Low/Hard* e *High/Soft* (da a emissão em raios-X), muitas vezes detectado em microquasares (veja [Remillard e McClintock, 2006](#); [Zhang et al., 2014](#)), como foi argumentado em GPK10. No entanto, uma análise detalhada desta transição e do estado do sistema disco de acreção/coroa, assim como a reprodução das SEDs das fontes estudadas está fora do âmbito do presente trabalho. Recentemente, [Khiali, de Gouveia Dal Pino e Sol \(2015\)](#) empregaram o modelo de reconexão magnética “rápida” ao redor do buraco negro, como descrito neste trabalho, e calcularam as SEDs, do rádio aos raios-gama, dos LLAGNs que estão em destaque em nossos diagramas, isto é, as rádio-galáxias M87, Cen A, NGC1275 e IC310 (veja figuras 2.5 - 2.8), justamente por serem os únicos LLAGNs que foram detectadas desde o rádio até energias muito altas, da ordem de TeVs. Considerando todos os processos radiativos (*Synchrotron-self Compton*, Compton Inverso, próton-próton e próton-fóton) e de absorção relevantes na região nuclear dessas fontes, estes autores verificaram que as SEDs calculadas se ajustam bem às observações. De forma similar, [Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle \(2015\)](#) calcularam as SEDs dos microquasares que também foram destacados em nossos diagramas pela mesma razão, isto é, Cgy-X1 e Cgy-X3, num estudo similar, e obtiveram resultados consistentes com as observações (veja, por exemplo, o diagrama da Figura 2.9). [Khiali e de Gouveia Dal Pino \(2016\)](#) também empregaram o mesmo mecanismo de aceleração por reconexão magnética ao redor de LLAGNs para explicar a emissão de neutrinos de altíssima energia detectados recentemente pelo experimento *IceCube* e obtiveram um fluxo compatível com o observado.

Estas conclusões mudam completamente no caso dos blazares. Apesar de, com a correção do *Doppler boosting*, suas emissões em rádio localizarem-se na parte superior do espaço paramétrico de \dot{W}_{Bturb} , correspondendo a altas taxas de acreção ($\dot{m} \geq 0.05$), esta emissão não parece seguir a mesma dependência com a massa que dos LLAGNs ou a potência magnética (veja Figura 2.7). No caso da luminosidade em raios-gama, mesmo com a correção do *Doppler boosting*, a maior parte das fontes localiza-se bem acima do espaço paramétrico de \dot{W}_{Bturb} (veja Figura 2.8). De fato, uma linha imaginária ligando a distribuição da emissão dos blazares à distribuição da emissão dos GRBs na Figura 2.8, mostra que a mesma claramente não se correlaciona com o espaço paramétrico de \dot{W}_{Bturb} .

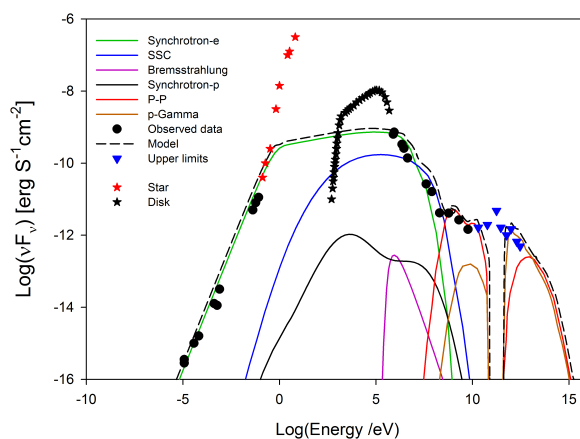


Figura 2.9: O diagrama acima mostra a distribuição de energia espectral (SED) calculada por [Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle \(2015\)](#) para o microquasar Cgy-X1. O cálculo foi realizado através do modelo de reconexão magnética “rápida” ao redor de buraco negro descrito nesta tese (veja, também, [Kadowaki et al., 2015](#)). Os círculos, triângulos e estrelas correspondem às observações do rádio aos raios-gama desta fonte. Em particular, as estrelas vermelhas e pretas correspondem respectivamente à emissão atribuída à estrela secundária e ao disco de acreção propriamente (assim, as mesmas não estão relacionadas ao modelo de reconexão aqui descrito). Diagrama obtido de [Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle \(2015\)](#).

Isto sugere que a emissão destas fontes não pode ser atribuída à aceleração de partículas por reconexão magnética próximo ao buraco negro.

No caso de blazares, onde o jato está apontando na mesma direção da linha de visada, este resultado é consistente com o cenário padrão onde a emissão é atribuída à aceleração de partículas relativísticas ao longo do jato, possivelmente em choques. Um cenário similar pode ser aplicado aos GRBs. A emissão em raios-gama e a emissão rádio *afterglow* são atribuídas ao choque reverso (*reverse shock*) e ao choque dianteiro (*forward shock*), respectivamente, de um jato colimado ultrarelativístico apontando para a linha de visada, após o mesmo romper o envelope do progenitor estelar (veja, e.g., [Woosley, 1993](#); [Paczynski, 1998](#); [MacFadyen e Woosley, 1999](#)). Em outras palavras, em ambos os casos, a emissão observada parece originar-se no jato, a distâncias maiores que $20R_S$ da região mais interna destes sistemas e, provavelmente, não pode ser explicada pelo cenário de reconexão magnética aqui descrito. Toda a emissão produzida na região nuclear, provavelmente, é encoberta pelo jato. Este resultado é consistente com as previsões de GPK10, e também de [Nemmen et al. \(2012\)](#), cujas correlações observadas entre GRBs e blazares sugere que a emissão rádio e raios-gama destas fontes estão associadas ao jato relativístico.

Recentemente, [Zhang e Yan \(2011\)](#) invocaram o modelo de reconexão “rápida” de La-

zarian e Vishniac (1999) e o mecanismo de aceleração de Fermi de primeira-ordem (como proposto por GL05) para explicar as emissões observadas em alguns GRBs. Estes autores sugeriram que a emissão *prompt* dos GRBs poderia ocorrer num regime em que o jato é magneticamente dominante (ou seja, dominado pelo fluxo de Poynting) através da colisão de múltiplas camadas ejetadas da fonte para o jato. Estas, por sua vez, poderiam distorcer as linhas do campo magnético e induzir uma reconexão “rápida”, aumentando a turbulência do sistema e, conseqüentemente, as flutuações estocásticas das linhas de campo, aumentando o número de eventos de reconexão, resultando numa liberação descontrolada da potência magnética e na aceleração de partículas. Este mecanismo é semelhante ao que sugerimos no presente trabalho, uma vez que o aparecimento de instabilidades e contínuos eventos de reconexão magnética durante a construção da coroa pode provocar o aumento de turbulência no sistema, que por sua vez acelera o processo globalmente. No entanto, diferente do modelo proposto por Zhang e Yan (2011), que ocorre ao longo do jato relativístico, o nosso modelo ocorre dentro da região nuclear do sistema. Outros trabalhos também têm investigado os efeitos da reconexão “rápida” ao longo do jato (veja, por exemplo, Giannios, 2010; Uzdensky e McKinney, 2011; de Gouveia Dal Pino e Kowal, 2015). Em particular, de Gouveia Dal Pino e Kowal (2015) injetaram partículas de teste em uma simulação MHD bidimensional de um jato relativístico e encontraram evidências de aceleração de partículas por reconexão magnética em regiões turbulentas do sistema, localizadas sobretudo no envelope (ou *cocoon*) de material chocado que se aloja ao redor do feixe.

Devemos salientar que os resultados do modelo de reconexão magnética “rápida” aqui investigados não são muito afetados pelos detalhes da estrutura interna do disco de acreção. Apenas a taxa de acreção que é empregada em nosso modelo e foi variada entre $5 \times 10^{-4} \leq \dot{m} \leq 1$. No próximo capítulo, verificaremos que esta tendência será confirmada, ao apresentarmos os cálculos realizados por Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki (2015), adotando um disco num regime sub-Kepleriano, geometricamente espesso e magnetizado (MDAF, veja Meier, 2012; Sikora e Begelman, 2013) para descrever a região ao redor dos buracos negros. Como veremos, com esta nova abordagem, os resultados apresentados nas figuras 2.5 a 2.8 não mudam substancialmente, apesar do novo espaço paramétrico.

Finalmente, como observado anteriormente, outros trabalhos têm explorado a atividade magnética ao redor de buracos negros e outras fontes compactas para explicar suas

emissões (veja, e.g., Soker, 2010; Čemeljić et al., 2013; Uzdensky e Spitkovsky, 2014; Huang et al., 2014). Em particular Huang et al. (2014) investigaram a reconexão magnética em microquasares empregando um modelo de disco radiativamente ineficiente e dominado pela advecção (RIAF, *radiatively inefficient accretion flow*) combinado com um modelo de jato. Eles verificaram que este modelo poderia explicar a correlação observada entre as emissões rádio e raios-X, durante o estado *High/Soft*. Além disso, argumentaram que as fontes que se desviam desta correlação poderiam ser explicadas por uma combinação destes dois mecanismos, um resultado que é consistente com a presente análise (e, também, a de GPK10), porém, conforme discutido neste capítulo, a reconexão magnética ocorre na coroa de um disco opticamente fino, e o processo deve justamente acarretar a transição do estado *Low/Hard* para o *High/Soft*. No Capítulo 3, veremos que este processo pode também ter lugar nesta transição de estado.

Eventos de reconexão magnética em discos MDAF

Neste capítulo, apresentaremos brevemente o estudo realizado por [Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki \(2015\)](#), no qual a potência liberada em eventos de reconexão magnética “rápida” induzidos por turbulência (\dot{W}_{Bturb}), que ocorrem na região central do sistema disco de acreção/coroa, próximo ao buraco negro, é calculada admitindo um modelo de disco geometricamente espesso, opticamente fino e magneticamente dominante, num regime sub-Kepleriano (MDAF, *Magnetically Dominated Accretion Flows*; veja [Narayan e McClintock, 2008](#); [Meier, 2005, 2012](#)). Acredita-se que o modelo de disco fino e opticamente espesso (modelo padrão de [Shakura e Sunyaev, 1973](#)), a partir do processo de acreção a taxas próximas do limite de Eddington, domine os estados mais ativos da emissão em raios-X de microquasares, particularmente no estado térmico *High/Soft* ([Remillard e McClintock, 2006](#)). Em contrapartida, estudos recentes (veja, e.g., [Qiao e Liu, 2013](#)) sugerem que a acreção, no estado não-térmico *Low/Hard* (onde estima-se a presença de baixas taxas de acreção), é realizada por discos espessos do tipo ADAF (*advection-dominated accretion flow*; veja [Narayan e McClintock, 2008](#)). [Qiao e Liu \(2013\)](#), considerando processos de resfriamento tanto do disco quanto da coroa em torno dele, verificaram que discos finos podem eventualmente desaparecer por evaporação, à medida que as taxas de acreção diminuem, restando apenas um disco espesso do tipo ADAF. No [Capítulo 2](#), investigamos a produção de eventos de reconexão magnética “rápida” partindo de um estado para o disco de acreção dado pelo modelo de disco fino ([Shakura e Sunyaev, 1973](#)). [de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki \(2010\)](#) utilizando o mesmo modelo, argumentaram que tais eventos poderiam estar associados à transição entre os estados *Low/Hard* e *High/Soft* de microquasares (a qual pode ser estendida também para o caso dos AGNs). Neste capítulo, consideraremos uma possibilidade alternativa para o estado inicial do processo de

acrecção do sistema. Partiremos de um disco de acreção que está quase saindo do estado *Low/Hard*. Analisaremos para tal, o desenvolvimento de eventos de reconexão magnética considerando um disco de acreção espesso, e verificaremos se essa alteração no regime de acreção pode afetar significativamente os resultados obtidos no Capítulo 2. Em particular, consideraremos uma região magneticamente dominante, onde a razão entre a pressão térmica e magnética é menor que a unidade ($\beta < 1$), de maneira que o modelo ADAF pode ser substituído por um regime MDAF. A seguir, apresentaremos uma breve descrição dos parâmetros do disco baseados no regime MDAF (um estudo mais completo desse regime pode ser encontrado em Meier, 2012). Apresentaremos, também, o cálculo da potência liberada em eventos de reconexão magnética induzidos por turbulência (\dot{W}_{Bturb}) obtido a partir deste modelo, e sua comparação com as luminosidades em rádio e em raios-gama em função das massas dos buracos negros da mesma amostra de fontes utilizada no Capítulo 2 (contendo 328 fontes que incluem microquasares, LLAGNs, blazares e GRBs).

3.1 Parâmetros do disco de acreção MDAF e de sua coroa magnetizada

Os esquemas da figura 3.1 apresentam a estrutura do disco de acreção na região mais interna do sistema. O esquema da direita mostra um disco fino (cuja razão entre a escala de altura e o raio é muito menor que a unidade, $H/R \ll 1$) na região equatorial do sistema. Logo acima, é apresentada a região coronal que pode formar um disco espesso (do tipo ADAF) a partir de um processo de evaporação do disco fino, assim como estudado por Qiao e Liu (2013). Numa região $R_1 < R < R_0$, existe uma zona de transição (entre os regimes MDAF e ADAF) onde a pressão magnética torna-se maior que a pressão térmica do sistema, de maneira que para $R < R_1$ a região torna-se magneticamente dominante. Nesta última região, correspondente ao regime MDAF (veja esquema esquerdo da figura 3.1), esperamos que eventos de reconexão magnética “rápida” ocorram em função da presença de turbulência, particularmente na zona de transição entre os dois modelos de disco.

Na região de transição, as temperaturas dos elétrons e dos íons tornam-se tão altas ($\sim 10^9$ K) que os elétrons resfriam-se rapidamente por emissão síncrotron e Compton. O resfriamento dos íons faz com que o disco ADAF colapse parcialmente na direção da região equatorial do sistema, diminuindo a pressão térmica do gás e aumentando a pressão magnética devido à compressão vertical do disco. Além disso, o fluido em acreção estica o

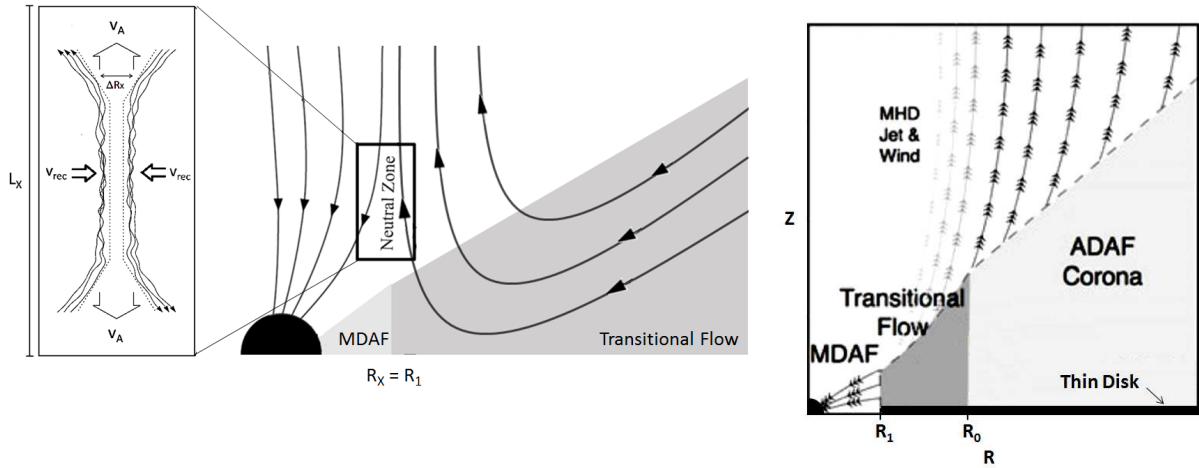


Figura 3.1: Diagrama esquemático do modelo de Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki (2015). O esquema da direita apresenta um disco de acreção fino truncado num raio R_1 , próximo à região equatorial do sistema. Acima deste e para raios maiores que R_0 , é representada a região coronal, ou o disco espesso do tipo ADAF. Entre os raios R_1 e R_0 é apresentada a zona de transição entre os discos MDAF e ADAF. Já o esquema da esquerda descreve o cenário de reconexão magnética “rápida” na região MDAF, ao redor do buraco negro central ($R_X = R_1$). As linhas de campo magnético ancoradas no horizonte do buraco negro encontram aquelas do disco espesso, e a reconexão magnética “rápida” pode ocorrer conforme descrito no texto. Adaptado de Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki (2015) e Meier (2012).

campo magnético na direção radial “ R ”, tornando a componente B_R do campo mais importante que as componentes B_ϕ e B_z (considerando um sistema de coordenadas cilíndricas $[R, Z, \phi]$). Conseqüentemente, a razão entre as pressões térmica e magnética diminui para valores menores que a unidade ($\beta \lesssim 1$), na região com raio $R < R_1$. Meier (2005) chamou a região entre R_1 e R_0 de “transicional” (*transitional flow*; veja o esquema da direita da figura 3.1), uma vez que conecta a região onde o fluido é turbulento ($R > R_0$) e a região onde o fluido é laminar ($R < R_1$), onde fortes campos magnéticos estão presentes e a instabilidade magneto-rotacional deixa de atuar.

Considerando que o raio mais externo da zona de transição é dado por $R_0 = 7.3 \times 10^8 m \theta^{-1} \text{ cm}$ (Meier, 2012), onde $m = M/M_\odot$ é a massa do buraco negro central em unidades de massa solar; a temperatura dos íons (T_i) alcança uma saturação, onde ela pode ser definida com um múltiplo da temperatura dos elétrons (T_e), de forma que:

$$\theta = \frac{T_i}{T_e} \geq 1 . \quad (3.1)$$

Assim, é formada uma região de duas temperaturas, uma vez que $T_i \neq T_e$. O valor de θ pode variar entre 1 e 820 (Meier, 2012), o que implica que o MDAF existirá fora do raio da

última órbita estável do disco (ISCO, *the innermost stable circular orbit radius*)¹ e dentro da zona de duas temperaturas do modelo ADAF.

A relação entre os raios R_1 e R_0 é obtida a partir das considerações de Meier (2005), que admite uma região turbulenta na zona de transição entre os disco ADAF e MDAF, porém, numa situação em que a escala dinâmica do material em queda é menor que a escala de tempo turbulenta ($\tau_{queda} < \tau_{turb}$). Nesta situação, pequenos turbilhões continuam transportando momento angular, porém, os maiores turbilhões serão esticados na direção radial antes mesmo de completarem ao menos um giro. Assim, as componentes do campo magnético serão dadas por $B_R \propto R^{-5/2}$ e $B_\phi \propto R^{-1/2}$; e a escala de pressão térmica por $P \propto R^{-3/2}$. Uma vez que o parâmetro de viscosidade do disco está relacionado ao tensor de *stress* de Maxwell ($\alpha \propto B_R B_\phi / P$, veja apêndice A), temos que $\alpha \propto R^{-3/2}$. Portanto, se α corresponde ao valor do parâmetro de viscosidade no raio R_0 , e R_1 é o raio onde o parâmetro de viscosidade é da ordem da unidade, temos $R_1 = \alpha^{2/3} R_0$.

Como mostrado no esquema esquerdo da figura 3.1, admitimos que a região de reconexão magnética ocorre em $R_X = R_1$, de maneira que (Meier, 2012):

$$R_X = R_1 = 7.3 \times 10^8 \alpha^{2/3} m \theta^{-1} \text{ cm}. \quad (3.2)$$

Como discutido no Capítulo 2, o campo magnético na região mais interna é avaliado admitindo-se que a pressão de arraste do disco e a pressão magnética do buraco negro estão em equilíbrio (veja eq. 2.4; e de Gouveia dal Pino e Lazarian, 2005; de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki, 2010; Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh, 2015). No regime MDAF, esta condição implica que os campos nas direções vertical “Z” e radial “R” serão dados por (Meier, 2012):

$$B_z = 3.34 \times 10^4 m^{-1/2} \dot{m}^{1/2} \theta^{5/4} \text{ G} , \quad (3.3)$$

$$B_R = 3.84 \times 10^4 \alpha^{-5/3} m^{-1/2} \dot{m}^{1/2} \theta^{5/4} \text{ G} . \quad (3.4)$$

Assim, o campo magnético poloidal ($B_p = \sqrt{B_R^2 + B_z^2}$) é dado por (Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki, 2015):

$$B_p = (11.15 + 14.89 \alpha^{-10/3})^{1/2} \times 10^4 m^{-1/2} \dot{m}^{1/2} \theta^{5/4} \text{ G} , \quad (3.5)$$

¹ O ISCO corresponde ao raio onde as órbitas Keplerianas tornam-se instáveis, ou seja, na região com $R < R_{ISCO}$ a matéria do disco passa a deslocar-se em queda livre em direção do buraco negro (isto se admitirmos que não há o suporte, por exemplo, das forças de tensão e pressão magnética).

onde $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$ é a taxa de acreção em unidades de \dot{M}_{Edd} (que corresponde à taxa de acreção de Eddington $\dot{M}_{Edd} = 1.45 \times 10^{18} m \text{ g/s}$).

Por fim, a densidade, a temperatura dos íons e a escala de altura do disco no regime MDAF, necessários para o cálculo da potência liberada em eventos de reconexão magnética “rápida” induzidos por turbulência (\dot{W}_{Bturb} ; veja a próxima seção) são dados, respectivamente, por (Meier, 2012):

$$\rho = 8.9 \times 10^{-10} \alpha^{-2} m^{-1} \dot{m} \theta^{3/2} \text{ g.cm}^{-3} \quad , \quad (3.6)$$

$$T_i = 10^9 \theta \text{ K} \quad , \quad (3.7)$$

$$H = 6.29 \times 10^8 \alpha m \theta^{-1} \text{ cm} \quad . \quad (3.8)$$

3.2 Cálculo de \dot{W}_{Bturb} considerando um disco MDAF

De maneira similar ao realizado no Capítulo 2 (veja, também, de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki, 2010; Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh, 2015), o cálculo da potência magnética liberada em eventos de reconexão “rápida” induzidos por turbulência foi obtido admitindo que a intensidade do campo magnético ancorado no buraco negro é da mesma ordem do campo poloidal B_p na região de transição entre os disco MDAF e ADAF (veja eq. 3.5), uma vez que assumimos que a magnetosfera do buraco negro é construída a partir do transporte das linhas de campo do disco de acreção para a mais interna (veja, e.g., MacDonald et al., 1986; Neronov e Aharonian, 2007). Além disso, admitimos que a reconexão magnética “rápida” induzida por turbulência ocorre entre as linhas de campo que se levantam do disco MDAF com aquelas que estão ancoradas na magnetosfera do buraco negro (veja esquema da esquerda da figura 3.1). Tal como discutido no Capítulo 2, a reconexão ocorrerá se as linhas (ou componentes das mesmas) de ambas as regiões forem de polaridades opostas, o que é possível a partir de um processo de dínamo que ocorre no disco de acreção (veja, e.g., de Gouveia dal Pino e Lazarian, 2005; Davis et al., 2010).

O cálculo de \dot{W}_{Bturb} é obtido a partir da eq. (2.1), apresentada no Capítulo 2, de maneira que:

$$\dot{W}_B = \frac{B_p^2}{8\pi} v_{rec} (4\pi R_X L_X) = \frac{B_p^2}{8\pi} v_{rec} (4\pi R_X A H) \quad , \quad (3.9)$$

onde $0 < A \leq 1$ é um parâmetro adimensional que estabelece a altura da zona de reconexão (L_X) como uma fração da escala de altura H do disco no regime MDAF (veja eq. 3.8).

Seguindo os mesmos procedimentos do Capítulo 2, admitimos que a escala de injeção L_{inj} da turbulência é da ordem de L_X , de modo que a velocidade de reconexão induzida por turbulência é dada por (veja eq. 2.22):

$$v_{rec} \simeq v_A M_A^2, \quad (3.10)$$

onde $M_A = v_{inj}/v_A$ é o número de Mach Alfvênico da turbulência (veja Lazarian e Vishniac, 1999); e a velocidade de injeção v_{inj} é dada por (Meier, 2012):

$$v_{inj} = 3.7 \times 10^8 \alpha^{1/2} \theta^{1/2} \text{ cm.s}^{-1}. \quad (3.11)$$

Assim, podemos substituir as equações (3.2), (3.6)-(3.8) e (3.10) na equação (3.11) acima, obtendo:

$$\dot{W}_{Bturb} = 3.34 \times 10^{34} m \dot{m} \theta A \Gamma^{-1} (11.15 \alpha^{10/3} + 14.89)^{1/2} \text{ erg.s}^{-1}, \quad (3.12)$$

onde substituímos v_A por sua forma relativística $v_A = \Gamma v_{A0}$, assim como no Capítulo 2.

Verificamos que a eq. (3.12) tem a mesma dependência com a massa que a obtida para o caso de um disco fino (veja eq. 2.25; no Capítulo 2). Entretanto, esta nova equação tem uma dependência maior com a taxa de acreção ($\dot{W}_{Bturb} \propto \dot{m}$), enquanto que na eq. 2.25 obtivemos $\dot{W}_{Bturb} \propto \dot{m}^{3/4}$.

3.3 Resultados e discussão

Como verificado no Capítulo 2 (veja, também, Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh, 2015), a potência magnética quando liberada em eventos de reconexão “rápida” induzida por resistividade anômala não é capaz de explicar a emissão em rádio e em raios-gama da maior parte das fontes da amostra utilizada (veja apêndice C), de maneira que neste capítulo consideramos somente eventos de reconexão induzidos por turbulência. Além disso, o cenário de disco MDAF naturalmente apresenta turbulência na zona de transição (como discutido na seção anterior).

A figura 3.2 compara \dot{W}_{Bturb} , obtida a partir do regime MDAF (região cinza; veja também eq. 3.12), com a eq. (2.25) obtida no Capítulo 2 para o modelo de disco fino (região hachurada vermelha da figura 3.2). No caso do regime MDAF, o espaço paramétrico utilizado foi: $1 \leq m \leq 10^{10}$; $5 \times 10^{-4} \leq \dot{m} \leq 0.05$; $0.003 \leq \alpha \leq 0.3$, $0.01 \leq A \leq 1$; e

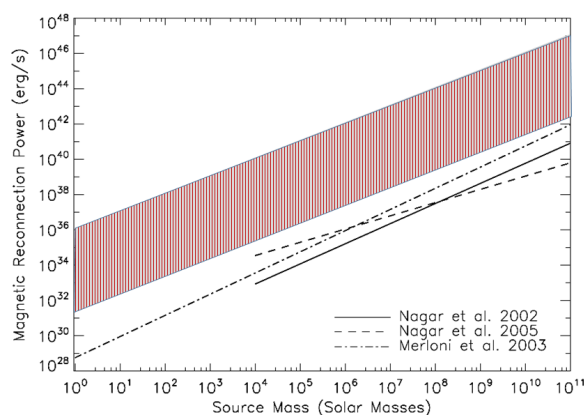


Figura 3.2: Potência magnética liberada em eventos de reconexão magnética “rápida” induzida por turbulência em função da massa dos buracos negro. O modelo de disco MDAF (eq. 3.12) está representado pelo espaço paramétrico cinza. Sobreposto a este, está o modelo de disco fino representado pelo espaço paramétrico hachurado em vermelho. As linhas pretas contínua e tracejada correspondem às correlações observadas entre a luminosidade rádio nuclear em função da massa do buraco negro central encontrada em LLAGNs por Nagar et al. (2002) e Nagar et al. (2005). A linha pontilhada-tracejada corresponde às correlações observadas para AGNs e microquasares obtidas por Merloni et al. (2003). Adaptado de Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki (2015).

$1 \leq \theta \leq 46$.². A partir desta figura, verificamos que apesar das diferenças entre os modelos de disco e o espaço paramétrico utilizado, ambos os casos produzem resultados muito semelhantes, confirmando previsões anteriores (veja de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki, 2010) de que os detalhes do modelo de acreção não deveriam afetar significativamente o cálculo da potência magnética liberada em eventos de reconexão magnética “rápida” em torno de buracos negros, uma vez que estes ocorrem na região coronal. A figura 3.2 também compara os resultados obtidos neste capítulo com as correlações observadas entre as luminosidades rádio nuclear de microquasares e LLAGNs, com a massa dos buracos negros (veja Nagar et al., 2002, 2005; Merloni et al., 2003). Notamos que a inclinação de \dot{W}_{Bturb} com a massa dos buracos negros também é muito semelhante à das observações.

Por fim, de forma similar ao Capítulo 2, a figura 3.3 compara \dot{W}_{Bturb} (equação 3.12) com a luminosidade observada em rádio (da região nuclear) e em raios-gama da mesma amostra de 328 fontes que incluem microquasares, LLAGNs, blazares e GRBs. Uma vez que a figura 3.2 mostra claramente que os espaços paramétricos obtidos pelos diferentes

² Verificamos que o intervalo adotado para os valores de θ e A asseguram uma aproximação de um plasma MHD colisional, necessária para calcularmos \dot{W}_{Bturb} a partir da equação (3.9) (veja mais detalhes no Capítulo 2). Com este espaço paramétrico, $L_X = AH$ é varrido num intervalo entre $0.02R_S$ e $\sim 44R_S$; e R_X entre $1.1R_S$ e $\sim 186R_S$, onde R_S é o raio de Schwarzschild.

modelos de disco (fino e MDAF) são muito similares, não é uma surpresa que \dot{W}_{Bturb} , para o caso do disco MDAF, seja suficiente para explicar a emissão em rádio e raios-gama observada para a maioria dos microquasares e LLAGNs. Novamente, a emissão proveniente de blazares e GRBs não é explicada pelo modelo de reconexão magnética “rápida” na região nuclear, já que a origem desta emissão provavelmente vem de uma população de partículas relativísticas que são aceleradas ao longo dos jatos que apontam para a linha de visada nessas fontes.

A similaridade entre os resultados aqui apresentados utilizando-se um modelo de disco espesso com aqueles utilizando-se um modelo de disco fino (Capítulo 2), indicam que os eventos de reconexão magnética “rápida”, ocorrendo na região coronal ao redor do buraco negro, são pouco sensíveis ao modelo de disco de acreção utilizado, embora sejam sensíveis à escolha da taxa de acreção necessária para explicar as emissões observadas de microquasares e LLAGNs. No caso do regime MDAF, são naturalmente necessárias baixas taxas de acreção ($5 \times 10^{-4} < \dot{m} < 0.05$), enquanto que para o caso do disco fino são necessárias altas taxas de acreção ($\dot{m} > 0.05$). Estes resultados demonstram que eventos de reconexão magnética “rápida” podem ocorrer tanto no estado *Low/Hard*, onde acredita-se que um disco ADAF/MDAF esteja presente; quanto no estado *High/Soft*, onde um disco fino domina a acreção do sistema; provocando a transição entres estes dois estados e destruindo parcialmente a estrutura do disco, assim como proposto em [de Gouveia dal Pino e Lazarian \(2005\)](#) e [de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki \(2010\)](#).

Finalmente, devemos observar que, em trabalhos quase concomitantes a este, [Khiali, de Gouveia Dal Pino e Sol \(2015\)](#) e [Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle \(2015\)](#) verificaram que nas regiões coronais muito próximas ao buraco negro, em distâncias inferiores a $\sim 1R_S$, a absorção dos raios-gama por produção de pares elétron-pósitron deve tornar-se importante. Isso restringe ainda mais o limite inferior do espaço paramétrico empregado na Figura 3.3, isto é, dos valores mínimos possíveis para R_X e A . Porém, os valores exatos devem variar de fonte para fonte, e só podem ser determinados a partir do estudo detalhado da distribuição de energia espectral de cada fonte, tal como realizado para os microquasares Cyg-X1 e Cyg-X3 por [Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle \(2015\)](#); e as rádio-galáxias Cen A, M87, IC310, e Per A por [Khiali, de Gouveia Dal Pino e Sol \(2015\)](#), cujas fontes foram extraídas da Figura 3.3.

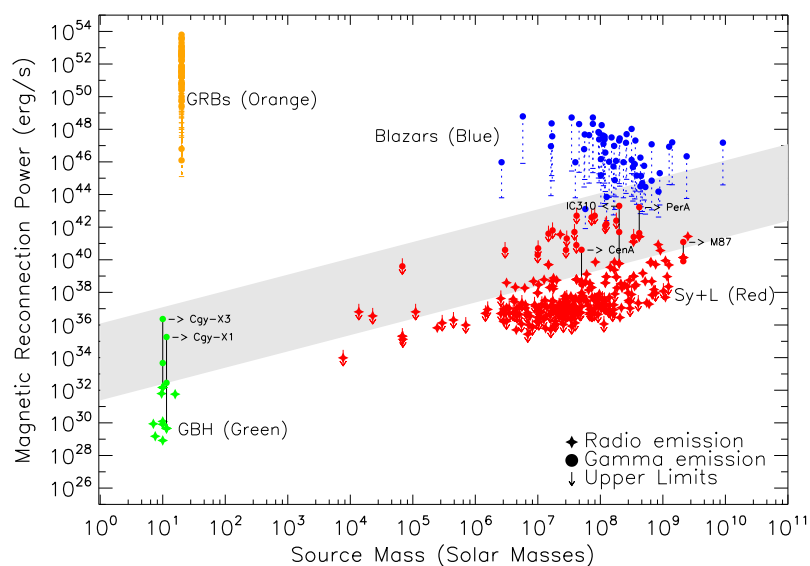


Figura 3.3: A região em cinza representa \dot{W}_{Bturb} obtida pela equação (3.12), admitindo um modelo de disco geometricamente espesso, opticamente fino e magnetizado (MDAF). Os resultados foram comparados com as emissões em rádio e em raios-gama de microquasares, LLAGNs, blazares e GRBs (veja tabelas do apêndice C). As cores são as mesmas que as utilizadas na figura 2.8.

Instabilidades MHD em discos de acreção e suas implicações em eventos de reconexão magnética

Processos magneto-hidrodinâmicos apresentam um importante papel em sistemas que contêm um disco de acreção, tais como, as instabilidades Parker-Rayleigh-Taylor (IPRT, [Parker, 1966, 1977](#)) e magneto-rotacional (IMR, veja [Balbus e Hawley, 1991, 1992, 1998](#)). Esta última instabilidade é responsável tanto pela geração de turbulência em discos quanto pelo transporte de momento angular, possibilitando a acreção em regimes Keplerianos. Ela também é responsável pela amplificação do campo magnético, a partir de um processo de dínamo, que pode ter fortes implicações na formação de campos magnéticos em larga escala, na região coronal. Já a IPRT tem papel importante na formação de arcos magnéticos na região coronal, uma vez que auxilia o transporte de campo magnético a partir do disco, propiciando a formação de regiões de reconexão magnética semelhantes às que ocorrem na coroa solar. Portanto, ambas as instabilidades são determinantes em processos de reconexão, a qual propicia a liberação de energia magnética, aquecimento e aceleração de partículas nestes sistemas. Assim como descrito nos capítulos [2](#) e [3](#), o modelo desenvolvido por [de Gouveia dal Pino e Lazarian \(2005\)](#) (veja, também, [de Gouveia Dal Pino et al., 2010](#); [Kadowaki, 2011](#); [Kadowaki et al., 2015](#); [Singh et al., 2015](#)) fornece uma possível explicação para a origem da emissão variável e de ejeções de matéria quase-periódicas frequentemente associados a microquasares e LLAGNs, a partir de eventos de reconexão magnética “rápida” ao redor de buracos negros. Em contrapartida, um estudo numérico ainda é necessário para comprovar a viabilidade deste modelo num cenário ainda mais complexo (o qual somente simulações MHD multidimensionais podem fornecer). Diversos estudos numéricos da IMR têm sido realizados nas últimas décadas, porém, em grande

parte a partir de regimes onde o campo magnético inicial é fraco. Neste capítulo, uma vez que discos de acreção podem, pelo menos durante determinadas fases de sua evolução, apresentar campos magnéticos relativamente altos, cuja razão entre a pressão térmica e magnética é da ordem ou menor que a unidade ($\beta \sim 1$), apresentaremos um estudo numérico de um meio estratificado (veja, e.g., [Davis et al., 2010](#); [Bai e Stone, 2013](#)), para regimes fortemente magnetizados de um disco sob a ação da IPRT e IMR e verificaremos suas implicações na formação da coroa, onde acredita-se que eventos de reconexão possam ocorrer. Apresentaremos primeiro um breve resumo dos mecanismos que desencadeiam ambas instabilidades, além da aproximação numérica utilizada neste estudo, denominada de *shering-box* (veja [Hawley et al., 1995](#)). Por fim, discutiremos os resultados obtidos, assumindo diferentes condições de contorno e valores de β , comparando-os com estudos similares realizados na literatura (veja [Johansen e Levin, 2008](#)), porém, focando-nos na evolução da região coronal e no desenvolvimento de regiões de reconexão magnética, já que tal estudo ainda não foi realizado empregando tal formalismo ([Kadowaki et al., 2017](#); em preparação).

4.1 *Instabilidade Parker-Rayleigh-Taylor*

A IPRT é desencadeada em meios onde o plasma é suportado verticalmente, além da pressão térmica, por um campo magnético horizontal e não-homogêneo devido aos gradientes de pressão magnética que se opõem ao campo gravitacional. Esta instabilidade propicia a expansão das linhas e a formação de arcos magnéticos, através do empuxo produzido, essencialmente, pelo campo magnético. [Parker \(1966\)](#) demonstrou que esta instabilidade poderia ter, por exemplo, um importante papel na formação de nuvens interestelares no disco de nossa Galáxia através do acúmulo de gás nas bases de arcos magnéticos formados a partir do campo horizontal (veja também a ação dessa instabilidade na formação dos arcos magnéticos na coroa solar em [Parker, 1955](#); [Isobe et al., 2005](#), e referências ali contidas).

4.1.1 *O empuxo magnético e as instabilidades ondular e de intercâmbio*

A presença de um empuxo magnético pode ser compreendida ao considerarmos um tubo de fluxo de linhas de campo magnético de intensidade B , densidade ρ_t e pressão P_t , imerso num plasma não-magnetizado com densidade ρ_{amb} e pressão P_{amb} , sob a ação de um campo

gravitacional uniforme com aceleração \mathbf{g} , normal ao campo. Além da pressão térmica P_t , o tubo exercerá uma pressão magnética $P_m = B^2/8\pi$ sobre o ambiente, de maneira que o equilíbrio entre a pressão total desta estrutura magnética e do plasma implica que:

$$P_{amb} = P_t + \frac{B^2}{8\pi} . \quad (4.1)$$

Admitindo que o sistema seja isotérmico, onde as temperaturas são dadas por $T_t = T_{amb} = T$, é fácil verificar que a partir da equação de estado de um gás ideal $P = \rho k_B T / \mu m_H$, a densidade no interior do tubo de fluxo magnetizado será menor que a do ambiente ($\rho_t < \rho_{amb}$), de maneira que:

$$\rho_{amb} = \rho_t + \frac{\mu m_H B^2}{k_B T 8\pi} , \quad (4.2)$$

portanto, a força de empuxo por unidade de volume ($F_e = \Delta\rho g$) será dada por (veja, e.g., [Parker, 1955](#)):

$$F_e = \frac{\mu m_H g B^2}{k_B T 8\pi} . \quad (4.3)$$

[Parker \(1955\)](#) foi o primeiro a invocar este mecanismo para explicar a formação de arcos e manchas solares, uma vez que o empuxo magnético é essencial para levantar o tubo de fluxo na direção da fotosfera solar.

Ao considerarmos, sob as mesmas circunstâncias, um meio formado por um campo magnético $\mathbf{B} = B_y \hat{\mathbf{y}}$ perpendicular a um campo gravitacional constante $\mathbf{g} = g_z \hat{\mathbf{z}}$ (veja o esquema (a) da Figura 4.1), é possível demonstrar que o sistema será submetido a instabilidades desencadeadas pelo empuxo magnético (veja, e.g., [Parker, 1966, 1977](#); [Matsumoto et al., 1993](#); [Cheung e Isobe, 2014](#); [de Gouveia Dal Pino, 2013](#)).

Admitindo um sistema gasoso plano-paralelo (como um disco, por exemplo), “inicialmente” isotérmico, de forma que $P = \rho c_s^2$ (onde c_s é a velocidade do som), e cuja razão entre as pressões térmica e magnética seja constante ($\beta = \frac{\rho c_s^2}{B^2/8\pi} \equiv \text{constante}$), é possível verificar que a partir do equilíbrio magnetostático ([de Gouveia Dal Pino, 2013](#)):

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho(z) c_s^2 + \frac{B_y^2}{8\pi} \right) + \rho(z) g_z = c_s^2 (1 + \beta^{-1}) \frac{\partial \rho(z)}{\partial z} + \rho(z) g_z = 0 , \quad (4.4)$$

o perfil de densidade será dado por:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp[-z/H_\beta] , \quad (4.5)$$

onde ρ_0 é a densidade na base do sistema, e:

$$H_\beta = (1 + \beta^{-1}) c_s^2 / g \quad (4.6)$$

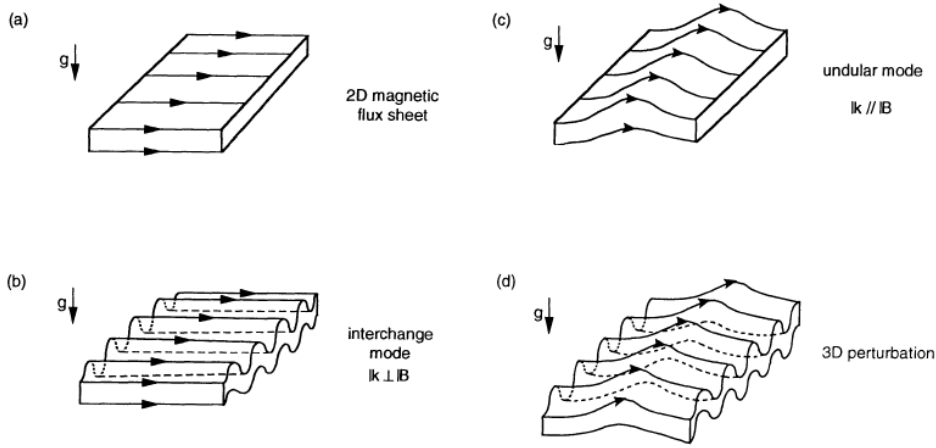


Figura 4.1: O esquema (a) representa o estado inicial de um plano formado por um campo magnético perpendicular à aceleração gravitacional \mathbf{g} . Já os esquemas (b) e (c) correspondem às instabilidades de intercâmbio e ondular, respectivamente. Já o esquema (d) corresponde ao desencadeamento de ambas as instabilidades devido à presença de perturbações randômicas num sistema tridimensional. Imagem adaptada de [Matsumoto et al. \(1993\)](#).

é a escala de altura do sistema.

Neste caso, admitindo que \mathbf{k} é o vetor de onda de uma perturbação que atua inicialmente sobre este sistema (onde $k = 2\pi/\lambda$ é o número de onda para um dado comprimento λ), dois modos de instabilidade podem ser desencadeados. O primeiro deles ocorre quando $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ e é denominado de modo de intercâmbio (*interchange mode*, para $\mathbf{k} = k_z \hat{\mathbf{z}}$, veja esquema (b) da Figura 4.1); já o segundo é desencadeado quando $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$, sendo denominado de modo ondular (*undular mode*, para $\mathbf{k} = k_y \hat{\mathbf{y}}$, veja esquema (c) da Figura 4.1).

A partir de uma análise perturbativa é possível obter o critério de instabilidade da fase linear destes modos. Com esta finalidade, supondo que o sistema é perturbado por ondas em ambas as direções ($k = k_y + k_z$), e admitindo um caso mais geral, considerando perturbações adiabáticas ($\delta P/P = \gamma \delta \rho/\rho$), o critério de instabilidade será dado por ([de Gouveia Dal Pino, 2013](#); [Parker, 1966, 1977](#); [Cheung e Isobe, 2014](#)):

$$(2kH_\beta)^2 < \frac{2(1 + \beta^{-1} - \gamma)(1 + \beta^{-1}) - \gamma\beta^{-1}}{\gamma\beta^{-1}} = f(\gamma, \beta), \quad (4.7)$$

de maneira que para $\gamma = 5/3$, temos que $\beta \lesssim 1.1$. Portanto, para que ambos os modos de instabilidade sejam desencadeados, é necessário que a pressão magnética seja maior (ou pelo menos da ordem) que a pressão térmica do meio.

No modo de intercâmbio, as linhas de campo não são curvadas, sendo simplesmente transportadas pelo gás, caso sofra uma pequena expansão devido a perturbações no meio

(perpendiculares ao campo magnético, $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$). De forma similar à instabilidade hidrodinâmica Rayleigh-Taylor¹, o gás, ao se expandir, pode transportar as linhas de campo magnético para regiões mais baixas ou mais altas, aliviando a pressão magnética. Quanto mais rápido as linhas de campo expandirem-se com o gás, mais fácil será transportá-las, levando a um crescimento exponencial deste processo e, portanto, desencadeando a instabilidade. Parker (1977), por exemplo, considerou este mecanismo como o responsável pelo transporte de campo magnético, da base da zona convectiva até a superfície do Sol, na região das manchas solares (veja, também, Acheson, 1979; Cheung e Isobe, 2014).

No modo de instabilidade ondular ocorrerá um processo similar, porém, uma vez que as perturbações são paralelas ao campo magnético ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$), as linhas de campo serão curvadas à medida que o gás expande-se para cima, formando picos, e vales por onde o gás será escoado para as regiões mais baixas (veja a Figura 4.2). Consequentemente, a região correspondente aos picos perderá energia magnética à medida que o gás expande-se. Efeito oposto ocorrerá nos vales, onde a região ganhará energia magnética à medida que tanto o gás quanto as linhas de campo são comprimidos. Como descrito no início desta seção, Parker (1966) invocou este mecanismo para explicar a formação de nuvens interestelares a partir da compressão do gás na região dos vales dos arcos magnéticos e, por isto, este modo foi chamado de instabilidade Parker-Rayleigh-Taylor.

Matsumoto et al. (1993) demonstraram as diferenças entre estes modos de instabilidade a partir de simulações MHD bidimensionais, além de verificarem, também, a partir de simulações 3D-MHD, o desenvolvimento de ambos os modos (veja esquema (d) da Figura 4.1) a partir de perturbações randômicas, estudando tanto a fase linear quanto não-linear de crescimento. No presente trabalho, ambos os modos e a mistura deles irão surgir naturalmente nas simulações.

¹ Na instabilidade hidrodinâmica Rayleigh-Taylor, um fluido denso é suportado verticalmente por um fluido rarefeito, na presença de um campo gravitacional. Pequenas perturbações na interface entre estes dois fluidos fazem com que o fluido rarefeito se desloque para cima, na direção do fluido denso, ganhando energia potencial gravitacional. Já o fluido denso desloca-se para baixo, liberando uma maior quantidade de energia gravitacional, permitindo assim o desbalanceamento energético que favorece o desencadeamento da instabilidade.

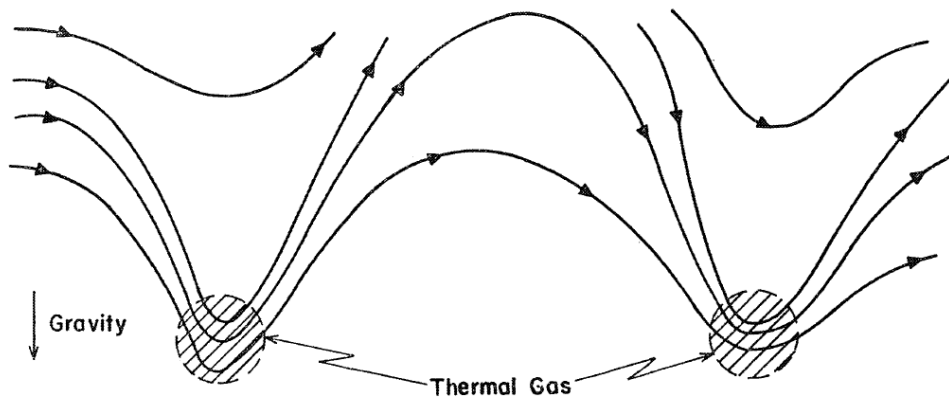


Figura 4.2: Configuração das linhas de campo magnético sob a presença da instabilidade Parker. Uma perturbação inicial, paralela a um campo magnético (que por sua vez é perpendicular à aceleração gravitacional \mathbf{g}), faz com que as linhas de campo sejam curvadas, produzindo arcos magnéticos. Com isto, o gás será escoado para os vales destes arcos, ganhando energia magnética, ao serem comprimido junto às linhas de campo. Imagem obtida de [Parker \(1966\)](#).

4.2 Instabilidade magneto-rotacional

Uma vez que discos de acreção Keplerianos são limitados por uma barreira centrífuga que, a princípio, impediria o processo de acreção de matéria na direção da fonte central, um dos problemas mais estudados relacionados a estes sistemas foi compreender quais são os processos intrínsecos ao disco que possibilitam o transporte de momento angular para as regiões mais externas ao disco. Em princípio, a presença de uma viscosidade de cisalhamento (*shear*) permite transferir momento angular de um elemento de fluido para o outro, mas não é suficiente para explicar as altas taxas de acreção (veja, e.g., [King et al., 2007](#)) que são ordens de grandeza superiores àquelas que a viscosidade microscópica molecular pode oferecer. Por outro lado, os discos são, por vários motivos, turbulentos. Assim, a viscosidade turbulenta poderia ser grande o suficiente para manter a acreção destes sistemas. Há cerca de três décadas, [Balbus e Hawley \(1991\)](#) propuseram que discos de acreção, e outros sistemas com rotação diferencial, estão sujeitos a uma poderosa instabilidade mediada por um fraco campo magnético e conhecida como instabilidade magneto-rotacional (IMR; veja, também, [Balbus e Hawley, 1998](#)). Entretanto, os primeiros trabalhos sobre os fenômenos básicos de desestabilização de um fluxo laminar num fluido viscoso (fluxo de Couette) por um campo magnético são de [Chandrasekhar \(1960\)](#), onde o problema geral foi desenvolvido, porém, restringindo o estudo somente a campos magnéticos verticais, o que permitiu um tratamento mais rigoroso. A existência desta instabilidade foi

verificada experimentalmente (usando mercúrio, e não um gás ionizado) por [Donnelly e Ozima \(1960\)](#). Entretanto, somente três décadas depois estes resultados foram finalmente aplicados a discos de acreção astrofísicos, no início da década de 1990, por [Balbus e Hawley \(1991\)](#).

4.2.1 IMR: Um tratamento simples

Segundo esta instabilidade um fraco campo magnético no disco exercerá uma força do tipo mola entre dois elementos de fluido, que consideramos possuírem massas pontuais, inicialmente na mesma órbita, assim como esquematizado na [Figura 4.3](#). Estes elementos serão deslocados através de pequenas perturbações, com um vetor de onda \mathbf{k} , para duas novas órbitas muito próximas. A massa pontual m_i é deslocada para uma órbita interna r_i , enquanto que a massa pontual m_o é deslocada para uma órbita externa r_o . É fácil percebermos que num disco Kepleriano ($\Omega^2(r) = GM/r^3$), onde a velocidade azimutal e o momento angular são dados por:

$$|\mathbf{v}| = r\Omega \propto r^{-1/2} \quad \text{e} \quad (4.8)$$

$$|\mathbf{L}| = |\mathbf{r} \times m\mathbf{v}| = mr^2\Omega \propto r^{1/2} \quad , \quad (4.9)$$

a massa m_i gira mais rápido que m_o . Neste processo, a mola é esticada produzindo uma tensão \mathbf{T} cujo torque exercido sobre m_i fará com que esta massa perca continuamente momento angular; o oposto ocorre com m_o . Assim, m_i não permanecerá mais em sua órbita r_i , deslocando-se para um raio mais interno. De forma similar, m_o , que ganhará momento angular, será deslocado para um raio mais externo. Este efeito faz com que a mola se estique ainda mais e o processo se repetirá de forma exponencial, transportando ainda mais momento angular para fora do disco, desencadeando esta instabilidade. É crucial a existência de um campo magnético fraco, de maneira que a constante da mola (que esta mimetizando a tensão da linha de campo magnético) não seja muito forte para permitir que ocorram várias vibrações dentro de um período orbital. Se a constante da mola fosse muito alta, sua rigidez seria tal que o esticamento não ocorreria e, conseqüentemente, o transporte de momento angular por essa instabilidade seria interrompido.

O comprimento de onda crítico λ_c que desencadeará a IMR pode ser obtido considerando-se um disco de gás axisimétrico ($\partial_\phi = 0$) na presença de um fraco campo magnético vertical ($\mathbf{B}_0 = B_z \hat{\mathbf{z}}$) num sistema de coordenadas cilíndricas (r, ϕ, z) . Como esse campo é fraco,

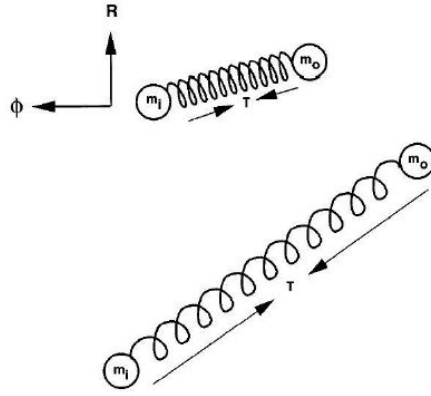


Figura 4.3: Dois elementos de fluido em órbitas vizinhas conectadas por uma mola fraca. A mola exerce uma força de tensão restauradora sobre o sistema resultando em um transporte de momento angular para fora do disco (esquema obtido de Balbus e Hawley, 1998).

ele não possui nenhum efeito sobre o equilíbrio dinâmico do disco, onde ocorre um balanceamento (no referencial do disco) entre as forças gravitacional e centrífuga. Neste sistema, um elemento do fluido é deslocado de sua órbita circular por uma quantidade $\xi = (\xi_r, \xi_\phi, 0)$, com dependência espacial e temporal $e^{i(k_z z - wt)}$. Este deslocamento pode ser entendido como uma perturbação no campo de velocidades do fluido com um vetor de onda $\mathbf{k} = k_z \hat{\mathbf{z}}$. A partir de uma análise perturbativa, Balbus e Hawley (1991) demonstraram que as equações de movimento para as componentes radial e azimutal deste sistema são dadas por:

$$\frac{\partial^2 \xi_r}{\partial t^2} - 2\Omega \frac{\partial \xi_\phi}{\partial t} = - \left(\frac{\partial \Omega^2}{\partial \ln r} + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2 \right) \xi_r \quad , \quad \text{e} \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial^2 \xi_\phi}{\partial t^2} + 2\Omega \frac{\partial \xi_r}{\partial t} = - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2 \xi_\phi \quad . \quad (4.11)$$

Estas equações descrevem a oscilação de dois elementos de um fluido em rotação separados por uma pequena distância e conectados por uma mola de constante $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2$.

Sabendo que a dependência espacial e temporal de ξ é do tipo $e^{i(k_z z - wt)}$, reescrevemos as equações de movimento (4.10) e (4.11), encontrando que:

$$-w^2 \xi_r + 2iw\Omega \xi_\phi = - \left(\frac{\partial \Omega^2}{\partial \ln r} + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2 \right) \xi_r \quad , \quad \text{e} \quad (4.12)$$

$$-w^2 \xi_\phi - 2iw\Omega \xi_r = - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2 \xi_\phi \quad . \quad (4.13)$$

Ao resolvermos este sistema de equações, isolando ξ_ϕ em (4.12) e substituindo em (4.13), encontramos a seguinte relação de dispersão:

$$w^4 - w^2 [\kappa^2 + 2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2] + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2 \left((\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)^2 + \frac{d\Omega^2}{d \ln r} \right) = 0 \quad , \quad (4.14)$$

onde κ corresponde à frequência de epíclo:

$$\kappa^2 = 4\Omega^2 + \frac{\partial\Omega^2}{\partial \ln r} = \frac{1}{r^3} \frac{\partial(r^4\Omega^2)}{\partial r} = \frac{2\Omega}{r} \frac{\partial(r^2\Omega)}{\partial r}. \quad (4.15)$$

A equação (4.14) é uma função quadrática em w^2 , portanto, é simples mostrar que a instabilidade ocorrerá para ω imaginário e que existe um máximo para a taxa de crescimento da mesma dado por (Balbus e Hawley, 1991):

$$|\omega_{max}| = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial\Omega}{\partial \ln r} \right|, \quad e \quad (4.16)$$

que ocorre quando:

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)_{max}^2 = - \left(\frac{1}{4} + \frac{\kappa^2}{16\Omega^2} \right) \left| \frac{\partial\Omega^2}{\partial \ln r} \right|. \quad (4.17)$$

Para um perfil de velocidade Kepleriana, as equações (4.16) e (4.17) tornam-se:

$$|\omega_{max}| = \frac{3}{4} \Omega_K, \quad e \quad (4.18)$$

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A)_{max} = \frac{\sqrt{15}}{4} \Omega_K. \quad (4.19)$$

Portanto, o comprimento de onda crítico correspondente à fase linear da IMR, é dado por:

$$\lambda_c = 6.49 \frac{|\mathbf{v}_A|}{\Omega_K}. \quad (4.20)$$

Assim como discutido por Balbus e Hawley (1991) (veja, também, Balbus e Hawley, 1998), os valores acima correspondem a uma taxa de crescimento muito elevada, o que pode resultar numa ampliação de até 4 ordens de magnitude na energia da órbita e levar a um desenvolvimento rápido e completo da turbulência no disco. Tanto a fase linear de crescimento quanto a não-linear da IMR, onde o sistema evolui para um regime turbulento, foram estudadas a partir de simulações 3D-MHD pela primeira vez por Hawley et al. (1995), que utilizaram uma aproximação denominada *shearing-box* para reproduzir uma pequena região de disco de acreção. Esta técnica tem sido amplamente utilizada em diversos estudos de discos de acreção desde então (veja, e.g., Stone et al., 1996; Fromang e Stone, 2009; Davis et al., 2010; Bai e Stone, 2013; Johansen e Levin, 2008), assim como no presente trabalho. A seguir, descreveremos brevemente esta técnica e como ela será aplicada aos estudos numéricos realizados neste capítulo.

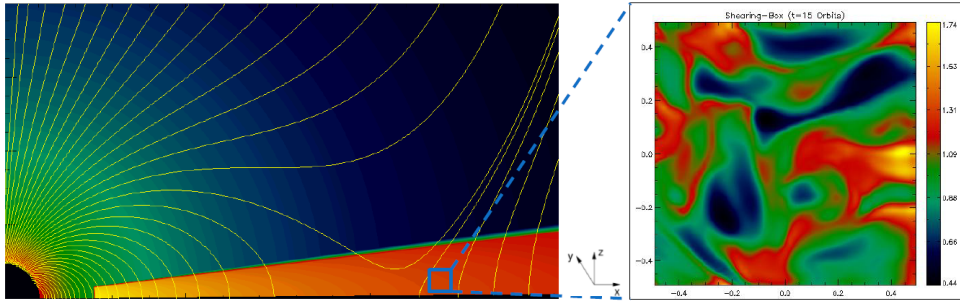


Figura 4.4: A imagem à esquerda corresponde à simulação numérica global de um disco de acreção em torno de sua fonte central (imagem extraída de [Kadowaki, 2011](#)). A imagem à direita corresponde a uma simulação numérica realizada a partir de uma *shearing-box*, usada para estudar a estrutura local do disco de acreção (veja mais detalhes abaixo).

4.3 Método numérico: A *shearing-box* e as equações MHD

A *shearing-box* é um método que foi utilizado originalmente para o estudo da formação da IMR por [Hawley et al. \(1995\)](#), sendo uma ferramenta útil para obter as propriedades estatísticas de discos de acreção ao reproduzir somente uma pequena região destes sistemas, sem a necessidade de simulações 3D-MHD globais de alto custo computacional. Este método já estava sendo utilizado, por exemplo, no estudo da estrutura galáctica por [Goldreich e Lynden-Bell \(1965\)](#).

Este método fornece um modelo local para um sistema em rotação diferencial através da expansão das forças de maré em um referencial em corrotação com o disco e em torno de um raio R_0 da origem do sistema. A validade deste método restringe-se a um sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) , onde consideramos a caixa computacional pequena em relação ao disco global, ou seja, com um tamanho muito menor que o raio R_0 , porém representativa de qualquer região arbitrária do disco (veja Figura 4.4).

Esta aproximação consiste em um fluxo estacionário com uma velocidade linear de cisalhamento ([Hawley et al., 1995](#)):

$$v_y = 2Ax = -\frac{3}{2}\Omega_0 x, \quad \text{com } A = -\frac{\Omega_0}{2}q, \quad q = -\left.\frac{d \ln \Omega(R)}{d \ln R}\right|_{R=R_0} \quad (4.21)$$

onde Ω_0 é a velocidade angular num raio arbitrário R_0 ; e $A = -3/4\Omega_0$ é a constante de Oort, para um perfil de disco Kepleriano, onde $q = 3/2$.

A solução numérica deste fluxo é obtida a partir do sistema de equações magneto-hidrodinâmicas (MHD), que descrevem o comportamento macroscópico de um fluido magnetizado. Estas podem ser derivadas da teoria cinética do plasma, a partir da integração

dos momentos da função de distribuição das partículas, ou da combinação entre as equações da mecânica dos fluídos e das equações de Maxwell do eletromagnetismo (veja, e.g., Goedbloed e Poedts, 2004). Estas equações, na forma conservativa e ideal, são dadas por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad , \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(P + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{8\pi} \right) \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right] = \rho \mathbf{g} \quad e \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{v}) = 0 \quad , \quad (4.24)$$

que correspondem às equações de conservação de massa, momento e indução magnética, respectivamente. Nestas equações, ρ é a densidade, P é a pressão térmica do gás, \mathbf{v} é a velocidade e \mathbf{B} é o campo magnético. Além disso, $\mathbf{g} = -\nabla \phi_g$ corresponde ao vetor aceleração da gravidade e ϕ_g ao potencial gravitacional aplicado ao sistema. No presente trabalho, realizamos somente simulações isotérmicas, de maneira que a equação de conservação de energia é substituída pela equação de estado $P = c_s^2 \rho$, onde c_s é a velocidade do som do meio (para mais detalhes sobre o conjunto completo de equações MHD, veja o apêndice B).

A partir das aproximações utilizadas na *shearing-box* (admitindo-se um referencial não-inercial num raio arbitrário R_0), o lado direito da equação de momento (4.23) torna-se:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(P + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{8\pi} \right) \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right] = \rho \left[2\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega} + 2q\Omega_0^2 x \hat{\mathbf{x}} - \Omega_0^2 z \hat{\mathbf{z}} \right] \quad , \quad (4.25)$$

onde o termo fonte “ $2\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}$ ” (para $\boldsymbol{\Omega} = \Omega_0 \hat{\mathbf{z}}$) corresponde à aceleração devido à força de Coriolis, “ $2q\Omega_0^2 x \hat{\mathbf{x}}$ ” à gravidade efetiva (centrífuga + gravitacional) na direção radial e “ $-\Omega_0^2 z \hat{\mathbf{z}}$ ” à gravidade efetiva na direção vertical. Este último termo é nulo para os modelos onde não é considerado um perfil de estratificação vertical para o sistema.

A solução numérica das equações (4.22), (4.24) e (4.25) foi obtida com o auxílio do código MHD ATHENA (veja Stone et al., 2008, 2010), para um sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) . Os fluxos entre as células da grade computacional (identificados como problemas de Riemann, veja Toro, 2009; Bodenheimer et al., 2007) foram computados através de um esquema do tipo HLLD (solução aproximada de Harten, Lax, Van Leer, veja Miyoshi e Kusano, 2005), enquanto um esquema Runge-Kutta de segunda ordem foi usado para resolver a parte temporal das equações. Particularmente, a escolha do esquema HLLD deve-se ao fato de ser um dos esquemas mais difusivos disponíveis no código. Com

isso, evitamos instabilidades numéricas indesejadas à medida que o sistema evolui, uma vez que a viscosidade numérica naturalmente introduzida por este esquema ajuda a dissipá-las. Um esquema de advecção orbital também foi adotado, onde a componente azimutal da velocidade (v_y) é dividida numa parte de advecção ($-\frac{3}{2}\Omega_0 x$) e outra que envolve apenas flutuações (u_y), de maneira que:

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} - \frac{3}{2}\Omega_0 x \hat{\mathbf{y}} . \quad (4.26)$$

Este esquema melhora consideravelmente as simulações, uma vez que a integração numérica da parte de advecção não é sujeita à condição de Courant-Friedrich-Lewy (CFL), tornando a estimativa do passo de tempo (dt) menos restritiva. Este esquema é particularmente útil quando consideramos domínios computacionais com um tamanho radial extenso, onde erros numéricos sistemáticos que seriam introduzidos pelo cisalhamento poderiam surgir (Davis et al., 2010). Tanto o esquema de advecção orbital quanto os termos fonte do lado direito da equação (4.25) já estão implementados no código ATHENA (veja mais detalhes no apêndice B).

4.3.1 Condições de fronteira

Denominaremos de “cisalhamento-periódico” a condição de fronteira que é aplicada à direção radial “ x ”, no método da *shearing-box*. Esta condição, que reproduzirá o cisalhamento do sistema (e, portanto, a rotação diferencial do disco de acreção), é definida admitindo-se que o domínio computacional (de lados L_x , L_y e L_z) é cercado por caixas idênticas na direção radial, formadas por células fantasmas que não participam da integração numérica das equações magneto-hidrodinâmicas² (veja Figura 4.5), que são estritamente periódicas³ em $t = 0$.

O efeito de cisalhamento é reproduzido deslocando-se estas caixas na direção azimutal “ y ” a uma velocidade $v_y = \frac{3}{2}\Omega_0 x$ (veja eq.4.21), ao redor do domínio computacional, de tal forma que, após $t = nL_y/(q\Omega_0 L_x)$ (para $n = 1, 2, 3, \dots$) as caixas voltam a ser estritamente

² As células fantasmas formam uma região adicional do domínio computacional que não fazem parte da solução numérica das simulações. Elas são usadas para definir as condições de contorno que, somadas às condições iniciais, fornecem a solução espacial e temporal do conjunto de equações MHD.

³ As condições de periodicidade são tais que os valores das células num extremo dentro do domínio computacional serão copiados para as células fantasmas do extremo oposto (esquerda-direita e direita-esquerda).

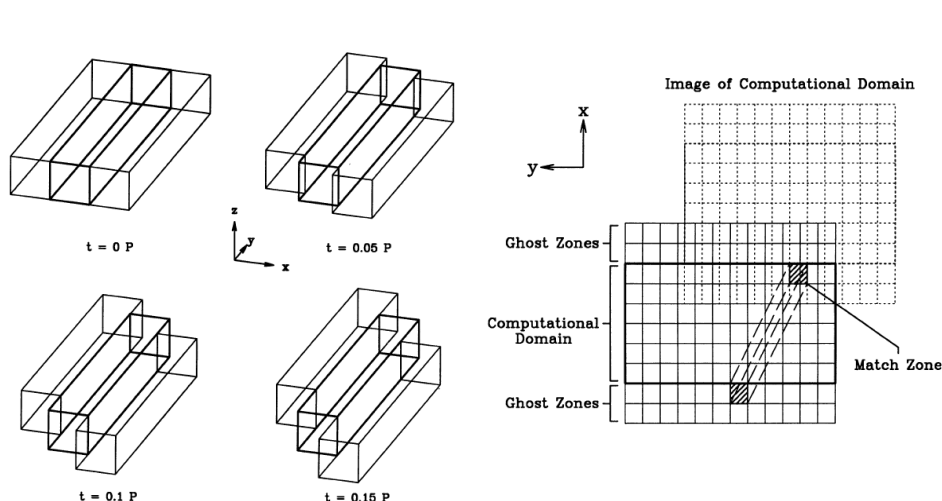


Figura 4.5: Condições de fronteira da *shearing-box* para a direção radial “ x ”. Em $t = 0$ o domínio computacional é cercado por caixas (compostas pelas células fantasmas) que são estritamente periódicas na direção radial. A figura à esquerda mostra o deslocamento relativo destas caixas, na direção azimutal “ y ”, em relação ao domínio computacional à medida que o tempo avança. Após $t = nL_y/(q\Omega_0 L_x)$ (para $n = 1, 2, 3, \dots$), as caixas retornam à posição inicial (em $t = 0$), retomando a periodicidade na direção radial. A figura à direita mostra como as variáveis são interpoladas e copiadas para as células fantasmas. Figuras extraídas de [Hawley et al. \(1995\)](#).

periódicas na direção radial “ x ”. As condições de fronteira nesta última direção serão determinadas em função da localização das caixas durante este deslocamento (veja Figura 4.5). Neste caso, o elemento de fluido que “sair” à direita do domínio computacional, na direção radial “ x ”, irá reaparecer à esquerda do domínio com posição e velocidade determinadas pelo deslocamento das caixas.

Na direção azimutal “ y ”, utilizamos condições de fronteira estritamente periódicas. Já para a direção vertical “ z ”, consideramos dois tipos diferentes de condições. Na primeira delas, utilizamos as mesmas que são aplicadas à direção azimutal “ y ”, ou seja, periódicas (veja [Davis et al., 2010](#)), de maneira que, na ausência de processos que podem remover parcialmente o campo (como reconexão magnética), ou processos de geração (tipo dínamo) que podem amplificá-lo, o campo magnético é conservado dentro do sistema, assemelhando-se em certos aspectos às condições utilizadas por [Johansen e Levin \(2008\)](#). As condições de fronteira de cisalhamento-periódicas na direção radial “ x ”, e estritamente periódicas nas direções azimutal “ y ” e vertical “ z ”, podem ser representadas matematicamente da

seguinte forma (Hawley et al., 1995):

$$\left\{ \begin{array}{l} f(x, y, z) = f(x \pm L_x, y \mp q\Omega_0 L_x t, z) \quad (\text{fronteiras na direção } x) \\ f(x, y, z) = f(x, y \pm L_y, z) \quad (\text{fronteiras na direção } y) \\ f(x, y, z) = f(x, y, z \pm L_z) \quad (\text{fronteiras na direção } z) \end{array} \right. \quad (4.27)$$

onde $f(x, y, z)$ representa todas as variáveis magneto-hidrodinâmicas utilizadas nas simulações, ou seja, densidade, velocidade e campo magnético, exceto a componente azimutal da velocidade (v_y) que deve ser ajustada de acordo com o deslocamento das caixas em relação ao domínio computacional. Portanto, a condição aplicada a v_y , em um instante t , será (Hawley et al., 1995):

$$v_y(x, y, z) = v_y(x \pm L_x, y \mp q\Omega_0 L_x t, z) \pm q\Omega_0 L_x \quad (\text{fronteiras na direção "x"}) \quad (4.28)$$

Ao considerarmos a periodicidade na direção vertical “ z ”, é necessário modificar a aceleração gravitacional “ $-\Omega_0^2 z \hat{\mathbf{z}}$ ” (veja eq.4.25) através das fronteiras nesta direção, uma vez que esta condição pode introduzir uma descontinuidade devido à “quebra” do perfil de estratificação vertical da densidade. Assim, esta aceleração é “suavizada” através das fronteiras verticais, multiplicando este termo por uma função na forma (Davis et al., 2010):

$$f'(z) = ([(\zeta \mp 1)^2 + \zeta^2 \lambda^2]^{\frac{1}{2}} \mp \zeta)^2 \quad , \quad (4.29)$$

onde $\zeta \equiv z_0/z$; $z_0 = L_z/2$ é a altura até a fronteira vertical, a partir do meio plano do disco; e $\lambda = 0.01$ é um parâmetro que determina a intensidade da suavização. Os sinais negativo e positivo são aplicados às regiões acima e abaixo do meio plano do disco, respectivamente.

Por fim, na maior parte dos modelos simulados neste capítulo (veja tabela 4.1), utilizamos condições de fronteira especiais para a direção vertical, as quais são mais apropriadas para os nossos estudos. Para os campos magnético e de velocidade, adotamos condições do tipo *outflow*, onde os gradientes destas variáveis são nulos através da fronteira, de maneira que:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} = 0 \quad \text{e} \quad \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} = 0 \quad . \quad (4.30)$$

Em contrapartida, uma condição adicional foi aplicada à componente vertical do campo de velocidades nas células fantasmas, onde substituímos o seu valor por $v_z = 0$ caso ela seja negativa ($v_z < 0$) na parte superior do domínio computacional, ou positiva ($v_z > 0$) na parte inferior; isto permite que o material saia do sistema, mas evita a sua entrada. Além

disso, extrapolamos os valores de densidade, admitindo um equilíbrio isotérmico através da fronteira vertical (veja [Bai e Stone, 2013](#)), assim, a correção na aceleração da gravidade aplicada para o caso de condições de fronteiras periódicas (veja eq.4.29) não é necessária.

4.3.2 Condições iniciais

Para as condições iniciais, adotamos uma equação de estado isotérmica ($P = c_s^2 \rho$) cujo perfil de densidade é obtido a partir do equilíbrio magnetostático na direção “ z ”:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho(z) c_s^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \rho(z) \Omega_0^2 z = c_s^2 (1 + \beta^{-1}) \frac{\partial \rho(z)}{\partial z} + \rho(z) \Omega_0^2 z = 0 \quad , \quad (4.31)$$

onde a gravidade efetiva na direção vertical “ $-\Omega_0^2 z \hat{\mathbf{z}}$ ” foi utilizada. Esta é a primeira diferença em relação ao equilíbrio magnetostático demonstrado na eq.(4.4), uma vez que havíamos admitido um caso mais simples em presença de um campo gravitacional uniforme. Admitindo uma geometria puramente azimutal (B_y) como perfil inicial do campo magnético⁴, e que β é inicialmente constante, o perfil de densidade será dado por:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp[-z^2/2H_\beta^2] \quad , \quad (4.32)$$

onde $\rho_0 = 1$ é a densidade inicial no meio plano do disco em unidades do código; e $H_\beta = \sqrt{1 + \beta^{-1}} c_s / \Omega_0$ é a escala de altura do gás (veja [Johansen e Levin, 2008](#)). Neste capítulo, adotamos $\Omega_0 = 1$ como sendo o valor, em unidades do código, para a velocidade angular Kepleriana no centro do domínio computacional. Uma vez que adotamos a escala de altura térmica como unidade de comprimento do código ($H = c_s / \Omega_0 = 1$), verificamos que o valor da velocidade do som será $c_s = 1$. As três componentes do campo de velocidades que envolvem apenas flutuações (\mathbf{u}), por sua vez, foram definidas inicialmente como nulas, desde que estamos utilizando um esquema de advecção orbital (eq.4.26).

Conseqüentemente, o perfil inicial para o campo magnético azimutal (ou toroidal) será dado por:

$$B_y = \sqrt{\rho_0 \exp[-z^2/2H_\beta^2] \Omega_0^2 / \beta} \quad , \quad (4.33)$$

onde admitimos $\beta = 1$ para desencadear a IPRT (veja seção 4.1).

⁴ Desde que o cisalhamento Kepleriano irá produzir uma componente azimutal (ou toroidal) do campo magnético que será dominante em relação à componente radial, é razoável admitirmos uma geometria puramente azimutal (B_y) como perfil inicial (veja, e.g., [Johansen e Levin, 2008](#)).

É importante destacar que o perfil de densidade e a escala de altura do sistema (H_β) obtidos acima (equação 4.32) são diferentes dos mostrados na seção 4.1 (veja equações 4.5 e 4.6), uma vez que naquele caso havíamos admitido uma aceleração gravitacional \mathbf{g} uniforme na direção “z”, sem a presença de rotação. Assim, os critérios necessários para o desencadeamento da IPRT (mostrados na seção 4.1) serão um pouco diferentes para este novo caso. A presença da rotação diferencial foi estudada, por exemplo, em Foglizzo e Tagger (1994, 1995), cujos autores além de terem obtido novas condições de instabilidade, estudaram as correlações entre a IPRT e a IMR. Kim et al. (1997), por sua vez, estudaram os critérios de instabilidade sob a ação de uma aceleração gravitacional linear, mais apropriado ao caso de discos Keplerianos e ao presente trabalho. Em contrapartida, em todos os casos, um β inicial da ordem da unidade ainda se faz necessário para desencadear a IPRT nas simulações.

Tal como discutido no início deste capítulo, uma perturbação inicial é necessária para o desencadeamento tanto da IPRT quanto da IMR. No presente trabalho, estudamos a evolução do sistema sob ação de duas diferentes perturbações. Na primeira delas, usada na maior parte dos modelos estudados, aplicamos um ruído Gaussiano de amplitude $\delta u \sim 10^{-3}$. Esta perturbação desencadeia a fase linear da IPRT, sendo que nenhum comprimento de onda ou modo de instabilidade (ondular ou de intercâmbio) são favorecidos (veja Basu et al., 1997; Johansen e Levin, 2008). Além disso, as ondas geradas por esta perturbação podem ser amplificadas em função da instabilidade magneto-rotacional, na presença de um campo azimutal, devido ao cisalhamento do sistema (Johansen e Levin, 2008). Aplicamos, também, em um dos modelos, uma perturbação inicial na densidade e no campo de velocidades através de flutuações puramente randômicas (com um valor médio zero e amplitude máxima de 10^{-3} , veja Hawley et al., 1995).

Finalmente, um valor mínimo de densidade ($\rho_{min} = 10^{-4}$) foi aplicado às simulações para evitar dificuldades numéricas que poderiam surgir nas regiões magneticamente dominantes (Bai e Stone, 2013). Uma vez que um forte campo magnético será transportado do meio plano do disco para as regiões de mais baixa densidade (acima deste), formando uma coroa, a velocidade Alfvén (v_A) será elevada, reduzindo drasticamente o passo de tempo segundo o critério CFL. Esta correção permite um controle artificial de v_A , sendo aplicada durante toda a evolução do sistema.

Tabela 4.1 - Parâmetros das simulações. Coluna (1): nome do modelo; Coluna(2): tamanho do domínio computacional em unidades de $H = c_s \Omega^{-1}$ (escala de altura térmica); Coluna (3): resolução do sistema em número de células; Coluna (4): razão entre as pressões térmica e magnética para o campo magnético inicial; Coluna (5): velocidade angular em unidades dos código; Coluna (6): parâmetro “ q ” da velocidade linear de cisalhamento (eq.4.21); Coluna (7): tipo de condição de fronteira utilizada na direção vertical “ z ”.

Simulação (1)	Domínio computacional (2)	Resolução (3)	β (4)	Ω (5)	q (6)	Fronteiras em z (7)
PMRIg_11H_oxz12y24	$12H \times 24H \times 12H$	$128 \times 256 \times 128$	1.0	1.0	1.5	<i>Outflows</i>
PMRIg_11H_oxyz12	$12H \times 12H \times 12H$	$128 \times 128 \times 128$	1.0	1.0	1.5	<i>Outflows</i>
PMRIg_11H_oxyz12_b0010	$12H \times 12H \times 12H$	$128 \times 128 \times 128$	10	1.0	1.5	<i>Outflows</i>
PMRIg_11H_oxyz12_b0100	$12H \times 12H \times 12H$	$128 \times 128 \times 128$	10^2	1.0	1.5	<i>Outflows</i>
PMRIg_11H_oxyz12_q000	$12H \times 12H \times 12H$	$128 \times 128 \times 128$	1.0	1.0	0.0	<i>Outflows</i>
PMRIg_11H_oxyz12_q050	$12H \times 12H \times 12H$	$128 \times 128 \times 128$	1.0	1.0	0.5	<i>Outflows</i>
PMRIg_11H_oxyz12_q100	$12H \times 12H \times 12H$	$128 \times 128 \times 128$	1.0	1.0	1.0	<i>Outflows</i>
PMRIg_11H_pxyz12	$12H \times 12H \times 12H$	$128 \times 128 \times 128$	1.0	1.0	1.5	Periódicas

4.4 Resultados das simulações: ação da IPRT e IMR

Neste capítulo, realizamos uma série de simulações 3D-MHD com o auxílio do código numérico ATHENA, utilizando a aproximação de *shearing-box*, onde as instabilidades Parker-Rayleigh-Taylor e magneto-rotacional foram desencadeadas a partir de perturbações iniciais (a partir de um ruído gaussiano), assim como descrito na seção anterior. Os parâmetros destas simulações estão organizados na tabela 4.1. Utilizamos para todos os modelos, nas três direções, uma resolução de ~ 10.6 células por escala de altura térmica do sistema ($H = c_s \Omega^{-1}$), considerando um domínio computacional de tamanho $12H \times 12H \times 12H$. Com a finalidade de avaliarmos a evolução das instabilidades num domínio com maior extensão na direção azimutal “ y ”, apresentamos, também, um modelo com tamanho $12H \times 24H \times 12H$. Nessa série de simulações, utilizamos três diferentes valores de β (1.0, 10 e 100), sendo que para os valores mais altos, esperamos um domínio da IMR sobre a evolução do sistema. Com finalidade similar, utilizamos quatro diferentes

valores para o parâmetro q (0.0, 0.5, 1.0 e 1.5)⁵, sendo que para os valores mais baixos, esperamos um domínio da IPRT desde que β seja pequeno o suficiente, como descrito na seção 4.1. Os diagnósticos usados para as análises destes modelos serão apresentados na próxima seção.

4.4.1 Diagnósticos

Para o estudo da evolução das instabilidades, mostraremos nas próximas seções, diagramas com médias temporais e espaciais das variáveis associadas ao sistema. A média espacial de uma dada variável f tomada em todo o volume da caixa será representada por $\langle f \rangle$, de maneira que:

$$\langle f \rangle = \frac{\int f dx dy dz}{\int dx dy dz} . \quad (4.34)$$

Além disso, com o objetivo de verificar o comportamento das mesmas variáveis em função da direção vertical “ z ”, realizamos médias espaciais somente no plano “ xy ”, a cada altura “ z ” do domínio computacional (médias horizontais), representadas pelo símbolo $\langle f \rangle_{xy}$, onde:

$$\langle f \rangle_{xy} = \frac{\int f dx dy}{\int dx dy} . \quad (4.35)$$

Por exemplo, o comportamento vertical de β , obtido a partir de médias horizontais, será dado por $\langle \beta \rangle_{xy} = 2 \langle P \rangle_{xy} / \langle B^2 \rangle_{xy}$, avaliado em unidades do código. Por fim, médias temporais serão indicadas pelo índice t , de maneira que as médias volumétricas e horizontais serão representadas por $\langle f \rangle_t$ e $\langle f \rangle_{xyt}$, respectivamente.

Outro diagnóstico útil neste capítulo é a estimativa da transferência de momento angular do disco, obtida a partir da componente xy (ou $r\phi$, na geometria cilíndrica) do tensor de *stress* (veja mais detalhes no apêndice A):

$$T_{xy} = -B_x B_y + \rho u_x u_y , \quad (4.36)$$

onde $T_{xy}^{Max} = -B_x B_y$ é o tensor de *stress* de Maxwell (magnético); e $T_{xy}^{Rey} = \rho u_x u_y$ é o tensor de *stress* de Reynolds. O tensor T_{xy} está relacionado ao parâmetro α de Shakura e

⁵ Podemos interpretar o fator q como a taxa de cisalhamento do sistema (veja eq.4.21), de forma que ao consideramos $q = 0$, temos uma rotação rígida, ou seja, sem a presença de rotação diferencial, não apresentando a condição necessária para desencadear a IMR (veja seção 4.2). Além disso, ao admitirmos valores entre 0 e 1.5, estamos assumindo regimes sub-Keplerianos, utilizados de forma frequente para reproduzir a evolução de discos galácticos (veja, e.g., Goldreich e Lynden-Bell, 1965).

Sunyaev (1973) através da relação:

$$\alpha \equiv \frac{T_{xy}}{P} = \frac{T_{xy}}{\rho c_s^2} . \quad (4.37)$$

Neste capítulo, avaliamos a contribuição das flutuações (\mathbf{b}) do campo magnético na evolução do sistema. Assim, para determinarmos sua intensidade, subtraímos, célula por célula, do valor do campo total suas médias horizontais, de maneira que:

$$\mathbf{b} = \mathbf{B} - \langle \mathbf{B} \rangle_{xy} . \quad (4.38)$$

Adotaremos o modelo “PMRIg_11H_oxz12y24”, com maior extensão na direção “ y ” (veja tabela 4.1), como padrão para comparação com as demais simulações, portanto, os diagnósticos descritos nesta seção serão aplicados principalmente a este exemplo. A seguir, apresentamos os resultados destas análises.

4.4.2 Modelo PMRIg_11H_oxz12y24

A principal característica dos modelos apresentados neste capítulo é o fato de que o sistema apresenta uma estratificação vertical de densidade, inicialmente em equilíbrio magnetostático, reproduzindo além do disco, a região coronal acima e abaixo dele, assim como descrito na seção 4.3. Portanto, nossos modelos diferem das simulações realizadas, por exemplo, por Hawley et al. (1995), onde um meio puramente homogêneo foi utilizado para o estudo estatístico da IMR.

O modelo comparativo PMRIg_11H_oxz12y24 apresenta uma configuração inicial de campo magnético puramente azimutal (distintamente de uma geometria vertical utilizada na maioria dos estudos da IMR) num regime de campos fortes, com $\beta = 1$, para induzir a IPRT. Uma perturbação Gaussiana irá desencadear o crescimento da fase linear desta instabilidade, sem que nenhum comprimento de onda ou modo de instabilidade seja inicialmente favorecido. Além disso, utilizamos fronteiras periódicas na direção azimutal “ y ”, de cisalhamento-periódico na direção radial “ x ” e de *outflows* na direção vertical “ z ”. A Figura 4.6 mostra o perfil inicial da distribuição de densidade de massa do sistema, em escala logarítmica, para uma resolução de $128 \times 256 \times 128$ células.

4.4.2.1 Desenvolvimentos dos arcos magnéticos pela IPRT

Os diagramas da Figura 4.7 mostram a evolução das linhas de campo magnético entre $t = 0$ e $t = 2P$, onde $P = 2\pi\Omega_0^{-1}$ corresponde a um período orbital do disco de acreção, e as

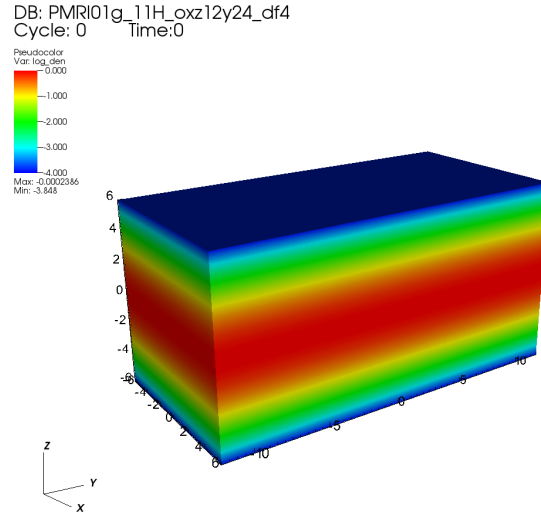


Figura 4.6: Perfil inicial da distribuição de densidade do modelo PMRIg_11H_oxz12y24, em escala logarítmica. O domínio computacional possui uma resolução, nas três direções, de ~ 10.6 células por escala de altura térmica do sistema ($H = c_s \Omega_0^{-1}$), numa caixa de dimensões $12H \times 24H \times 12H$.

cores ao fundo correspondem à distribuição de densidade de massa, em escala logarítmica. Durante este período, os arcos magnéticos formados pelo crescimento da fase linear da IPRT erguem-se com mais facilidade nas regiões mais altas do domínio computacional, onde os efeitos de empuxo magnético são mais intensos⁶. Em $t = 2P$, a IPRT desenvolve-se na direção azimutal com um comprimento de onda $\lambda_y \sim 5H$, em concordância com os resultados obtidos por Johansen e Levin (2008). Na Figura 4.7, ainda é possível verificar que a fase linear da IPRT cresce sem interferência da IMR.

A Figura 4.8 apresenta os perfis verticais da componente azimutal do campo magnético, a partir de sua média horizontal ($\langle B_y \rangle_{xyt}$), e do valor quadrático médio da componente vertical do campo ($\text{rms}(B_z)_{xyt} = \sqrt{\langle B_z^2 \rangle_{xyt}}$). Em ambos os casos, foram obtidas médias temporais entre $t = 0$ e $t = 10P$. A linha tracejada vermelha indica o perfil inicial da componente azimutal B_y (veja eq.4.33), enquanto que as linhas contínuas pretas correspondem às médias de ambas as componentes. Após dez períodos orbitais, é possível verificar uma queda na intensidade de B_y e a presença de um significativo campo na direção vertical. Uma vez que as linhas de campo azimutais serão esticadas devido aos efeitos de empuxo magnético, a partir do modo de instabilidade IPRT ondular, a componente vertical do

⁶ Ao adotarmos um perfil linear para a aceleração gravitacional ($\mathbf{g} = -\Omega_0^2 z \hat{\mathbf{z}}$), a força de empuxo magnético por unidade de volume será maior nas regiões mais altas do sistema, uma vez que $F_e \propto g$ (veja eq.4.3), assim como demonstrado na seção 4.1.

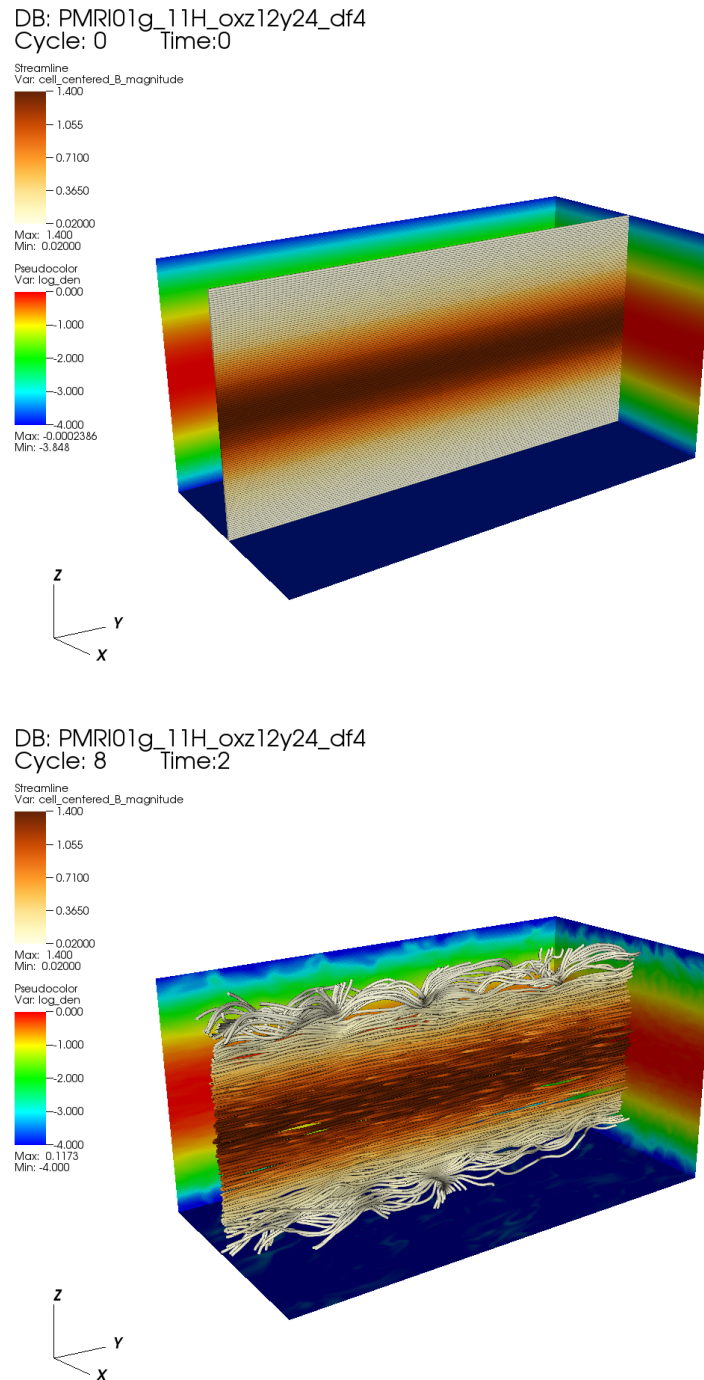


Figura 4.7: Evolução das linhas de campo magnético a partir do instante inicial (diagrama de cima) e após dois períodos orbitais (diagrama de baixo). As cores ao fundo correspondem à distribuição de densidade de massa, em unidades do código e em escala logarítmica. As escalas de cores das linhas correspondem à intensidade total do campo magnético. A figura mostra a formação de arcos magnéticos, principalmente, nas regiões mais altas do sistema.

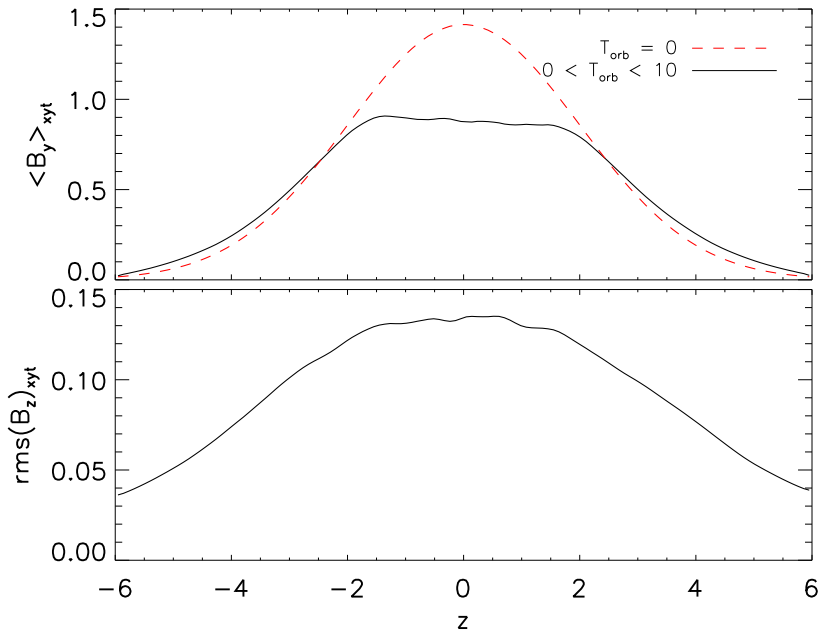


Figura 4.8: Perfil vertical (z) do valor médio do campo magnético azimutal ($\langle B_y \rangle_{xyt}$) e do valor quadrático médio do campo vertical ($\text{rms}(B_z)_{xyt} = \sqrt{\langle B_z^2 \rangle_{xyt}}$), ambos obtidos nas direções “ x ” e “ y ”. Para ambos os casos, foram calculadas médias temporais num tempo inferior a 10 períodos orbitais, correspondente à ação da IPRT sobre o sistema. A IPRT tem como consequência a criação de campos verticais, uma vez que as linhas do campo azimutal são esticadas, formando arcos magnéticos.

campo será continuamente produzida, formando arcos magnéticos.

Este modelo comparativo foi evoluído por 100 períodos orbitais. A Figura 4.9 mostra a evolução temporal da densidade de energia magnética média ($\langle B^2/2 \rangle$, diagrama da esquerda) avaliada a partir das componentes do campo magnético separadamente; e do parâmetro de viscosidade α de Shakura e Sunyaev (1973) (diagrama da direita), obtido a partir das médias do tensor de *stress* de Maxwell ($\langle T_{xy}^{Max} \rangle$) e de Reynolds ($\langle T_{xy}^{Rey} \rangle$). O diagrama da esquerda mostra o desenvolvimento das componentes B_x e B_z nos primeiros 10 períodos orbitais. Entretanto, a partir deste instante, uma vez que utilizamos fronteiras abertas na direção vertical (ou seja, *outflows*), o campo magnético é transportado para fora do sistema, de maneira que a intensidade do campo total diminui e β cresce. Consequentemente, a IPRT deixará de ser atuante, permitindo que a IMR, que evolui graças ao crescimento do campo vertical, passe a dominar o comportamento dinâmico do sistema. Já o diagrama da direita mostra que o parâmetro α dependerá essencialmente do tensor de *stress* de Maxwell durante a maior parte do tempo em que a simulação foi realizada. Discutiremos com mais detalhes o comportamento de $\langle T_{xy}^{Max} \rangle$ nas próximas seções.

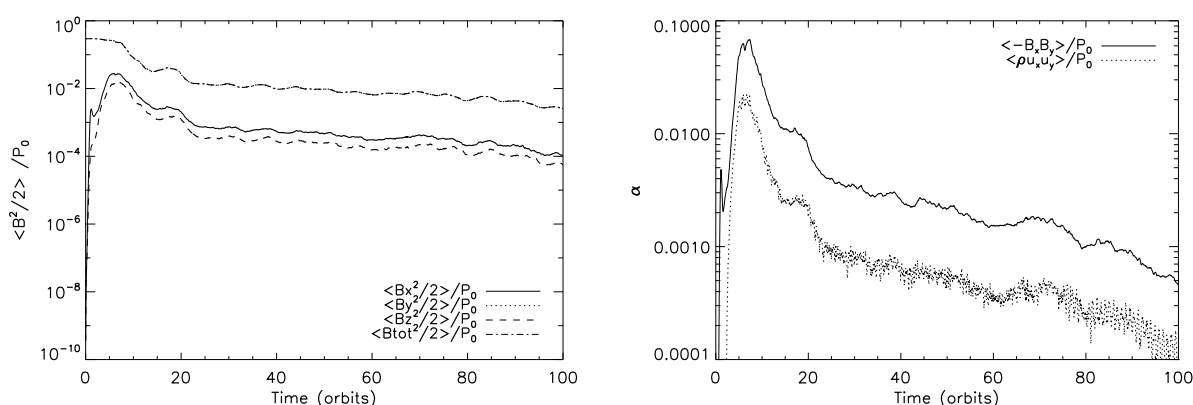


Figura 4.9: O diagrama da esquerda mostra a evolução temporal da densidade de energia magnética (normalizada em função da pressão inicial no meio plano do disco, P_0) avaliada a partir das componentes do campo B_x , B_y e B_z . A linha contínua corresponde à componente radial “ x ”, a pontilhada à componente azimutal “ y ” e a tracejada à componente vertical “ z ”. A densidade de energia magnética total é representada pela linha pontilhada-tracejada. Já o diagrama da direita mostra a evolução temporal do parâmetro de viscosidade α de Shakura e Sunyaev (1973), onde a linha contínua mostra a contribuição do tensor de *stress* de Maxwell $T_{xy}^{Max} = -B_x B_y$; e a linha pontilhada a contribuição do tensor de *stress* de Reynolds $T_{xy}^{Rey} = \rho u_x u_y$. Em ambos os diagramas foram obtidas médias volumétricas em todo o domínio computacional.

4.4.2.2 Evolução do disco e da coroa

Para avaliarmos a evolução do disco de acreção e da coroa separadamente, obtivemos médias volumétricas a partir de três regiões distintas do domínio computacional. Na primeira delas, as médias foram obtidas numa região entre $-3H$ e $3H$, correspondente ao disco de acreção (veja a linha preta da Figura 4.10). As médias correspondentes à coroa acima do disco (*upper corona*, linha vermelha da Figura 4.10) foram obtidas numa região entre $3H$ e $5H$, enquanto que as médias na coroa abaixo do disco (*lower corona*, linha azul da Figura 4.10) foram obtidas numa região entre $-3H$ e $-5H$. Para estas análises, excluimos regiões com uma extensão de $1H$, a partir dos setores mais altos do sistema, com a finalidade de evitar efeitos numéricos próximos às fronteiras verticais. A Figura 4.10 mostra o comportamento da densidade de energia magnética e do tensor de *stress* de Maxwell (ambos normalizados pela pressão inicial no meio plano do disco, P_0), além da razão entre as pressões térmica e magnética (β). Nos primeiros dez períodos orbitais, é possível verificar que a densidade de energia magnética no disco sofre uma leve queda, enquanto que na região coronal a intensidade aumenta, revelando o transporte de campo da região central para a coroa (uma vez que a densidade de energia magnética total mantém-se constante nesses instantes iniciais). Entretanto, logo em seguida, a densidade de energia magnética

total diminui lentamente, tanto no disco quanto na coroa. Isso se deve predominantemente ao transporte do campo magnético para fora do domínio computacional (e também, em parte, à remoção de fluxo magnético devido à reconexão magnética, veja adiante). Ao longo do tempo, além de apresentar uma queda, o campo magnético na região coronal apresenta uma variabilidade que, como veremos a seguir, corresponde às inversões de polaridade provocadas pela ação de um dínamo induzido pela IMR (veja, e.g., [Davis et al., 2010](#)). Note-se que mesmo com a presença desse efeito, o qual acarreta a geração de novo fluxo magnético a partir dos movimentos do plasma, ainda assim, o campo total tende a diminuir com o tempo graças à remoção deste através da fronteira aberta (e também por reconexão magnética).

Com a queda na intensidade do campo total do sistema, o valor de β aumenta consideravelmente, além de influenciar significativamente o comportamento do tensor de *stress* de Maxwell (T_{xy}^{Max}). Este último, por sua vez, chega ao seu valor máximo em $T_{xy}^{Max}/P_0 \simeq 0.08$ (cuja média é obtida em todo o domínio), para em seguida, assim como a densidade de energia magnética, decair ao longo do tempo, sem alcançar uma saturação. A contribuição do disco de acreção para a média total, em torno de $t = 10P$, é a mais relevante, uma vez que a intensidade do tensor normalizado chega próximo a $T_{xy}^{Max}/P_0 \simeq 0.1$. Este comportamento coincide com uma mudança de β na região coronal (linhas vermelha e azul do último diagrama da [Figura 4.10](#)) cuja intensidade, antes de dez períodos orbitais, apresentava-se em queda, refletindo o crescimento da intensidade do campo magnético. Entretanto, logo em seguida, atinge uma saturação em $\beta \sim 0.6$, que se mantém entre $t = 20P$ e $t = 80P$, acompanhada de pequena variabilidade (entre 0.4 e 1.0). Após 80 períodos orbitais, a intensidade de β sofre variações maiores na coroa, entre 1.0 e 10, tanto na coroa superior quanto na inferior. Já o campo magnético no disco segue diminuindo e, após dez períodos orbitais, a pressão magnética chega a ser dez vezes menor que a térmica. Após $t = 90P$, o valor de β no disco atinge valores próximos a 100.

4.4.2.3 *Transição entre a IPRT e a IMR*

A partir do instante em que a pressão térmica passa a ser maior que a magnética na região do disco de acreção ($\beta > 1$, veja último diagrama da [Figura 4.10](#)), a IMR passa a dominar a dinâmica do sistema e, rapidamente, a turbulência induzida por esta é estabelecida. A IMR pode desenvolver-se a partir da componente azimutal e vertical

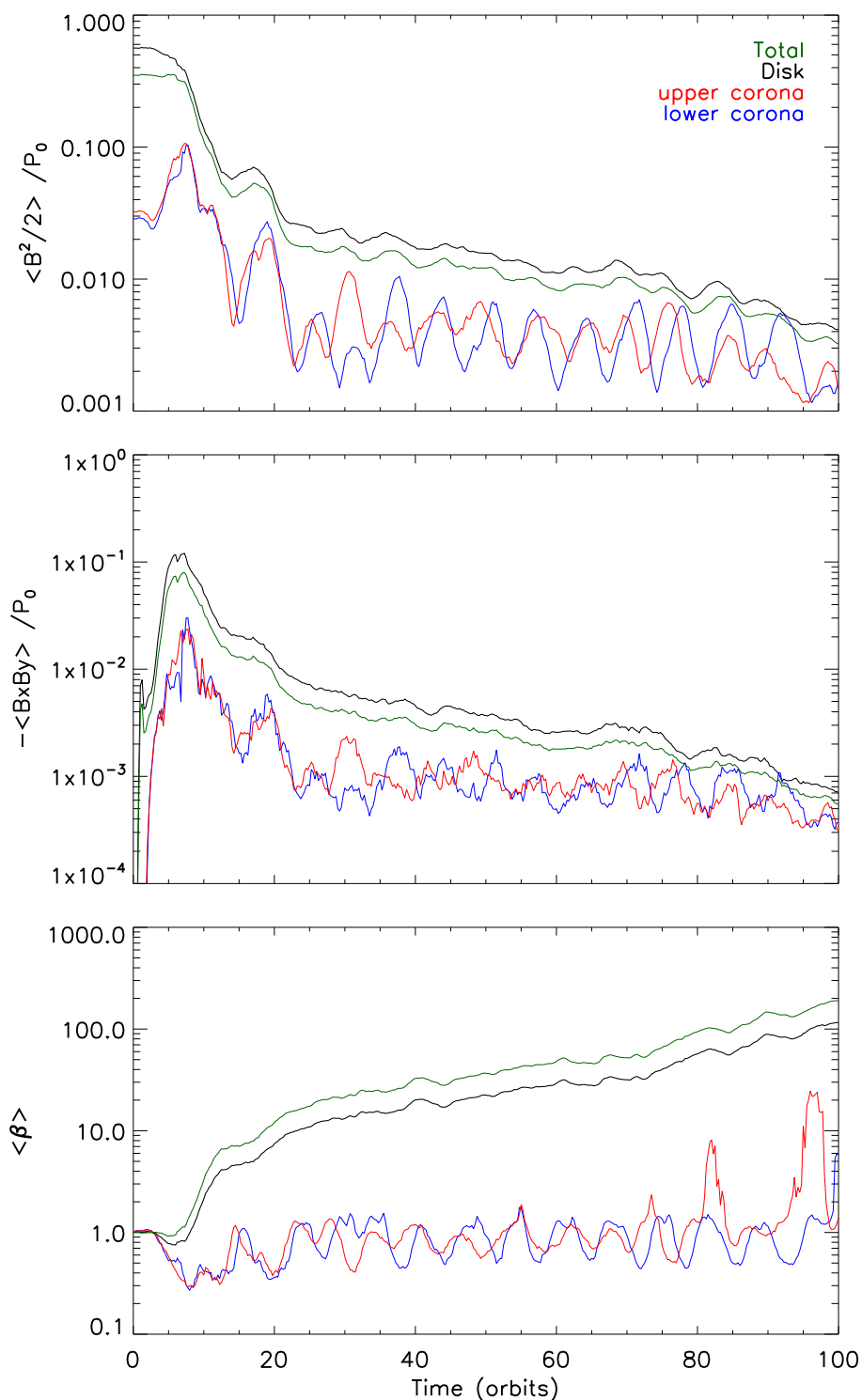


Figura 4.10: Evolução temporal das médias volumétricas da densidade de energia magnética (primeira figura, de cima para baixo), do tensor de *stress* de Maxwell (figura do meio) e da razão entre as pressões térmica e magnética (β , última figura). As cores preta, vermelha e azul correspondem às médias obtidas na região do disco (entre $-3H$ e $3H$), na coroa acima do disco (*upper corona*, entre $3H$ e $5H$) e na coroa abaixo do disco (*lower corona*, entre $-3H$ e $-5H$), respectivamente. A linha verde corresponde às médias volumétricas obtidas em todo o domínio computacional.

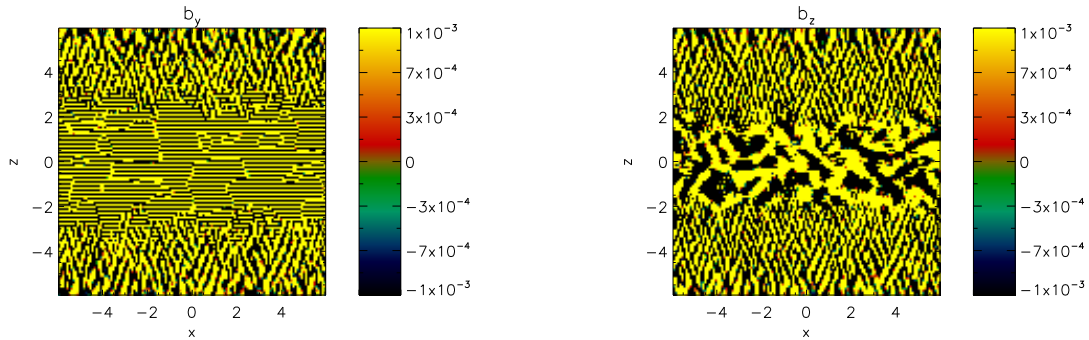


Figura 4.11: Componente flutuante ($\mathbf{b} = \mathbf{B} - \langle \mathbf{B} \rangle_{xy}$) dos campos magnéticos azimutal (b_y , diagrama à esquerda) e vertical (b_z , diagrama à direita), no plano “ xz ” em $y = 0$ e $t = 1P$. Em ambos os diagramas, as estruturas na região do disco de acreção correspondem a números de onda verticais responsáveis pelo desencadeamento da IMR. As cores correspondem à intensidade do campo magnético.

(produzida pela IPRT) do campo magnético (veja, e.g., Balbus e Hawley, 1992; Hawley et al., 1995; Foglizzo e Tagger, 1995; Johansen e Levin, 2008). A Figura 4.11 mostra a componente flutuante ($\mathbf{b} = \mathbf{B} - \langle \mathbf{B} \rangle_{xy}$) destes campos (b_y e b_z) no plano “ xz ” em $y = 0$, após um período orbital ($t = 1P$). Ambos os diagramas desta figura mostram claramente números de onda verticais (k_z) na região do disco de acreção. Eles atuam sobre o campo magnético desencadeando a IMR (veja mais detalhes na seção 4.2). Já as estruturas nas regiões mais altas do domínio computacional, correspondentes a números de onda radiais (k_x) com um comprimento de onda $\lambda_x \sim 0.6H$, são característicos da IPRT.

Os diagramas da Figura 4.12 demonstram, por sua vez, a transição entre a IPRT e IMR, ao mostrar a evolução das linhas de campo magnético e da distribuição de densidade de massa entre $t = 4P$ e $t = 16P$. A diminuição na intensidade do campo magnético e o seu respectivo transporte, do meio plano do disco para a região coronal (e para fora do domínio computacional) são claramente observadas. Estes diagramas mostram, também, que uma vez estabelecida a IMR, a turbulência é desenvolvida no sistema (veja, e.g., Hawley et al., 1995), onde tanto as linhas de campo quanto a densidade de massa passam a apresentar grandes flutuações.

A Figura 4.13 mostra a evolução da densidade de energia magnética total (linha preta), de sua média (linha azul), e da componente flutuante ou turbulenta (linha vermelha). Nos primeiros dez períodos orbitais, a densidade de energia é dominada pela contribuição do campo médio, porém, logo em seguida, as flutuações passam a ser relevantes. O último

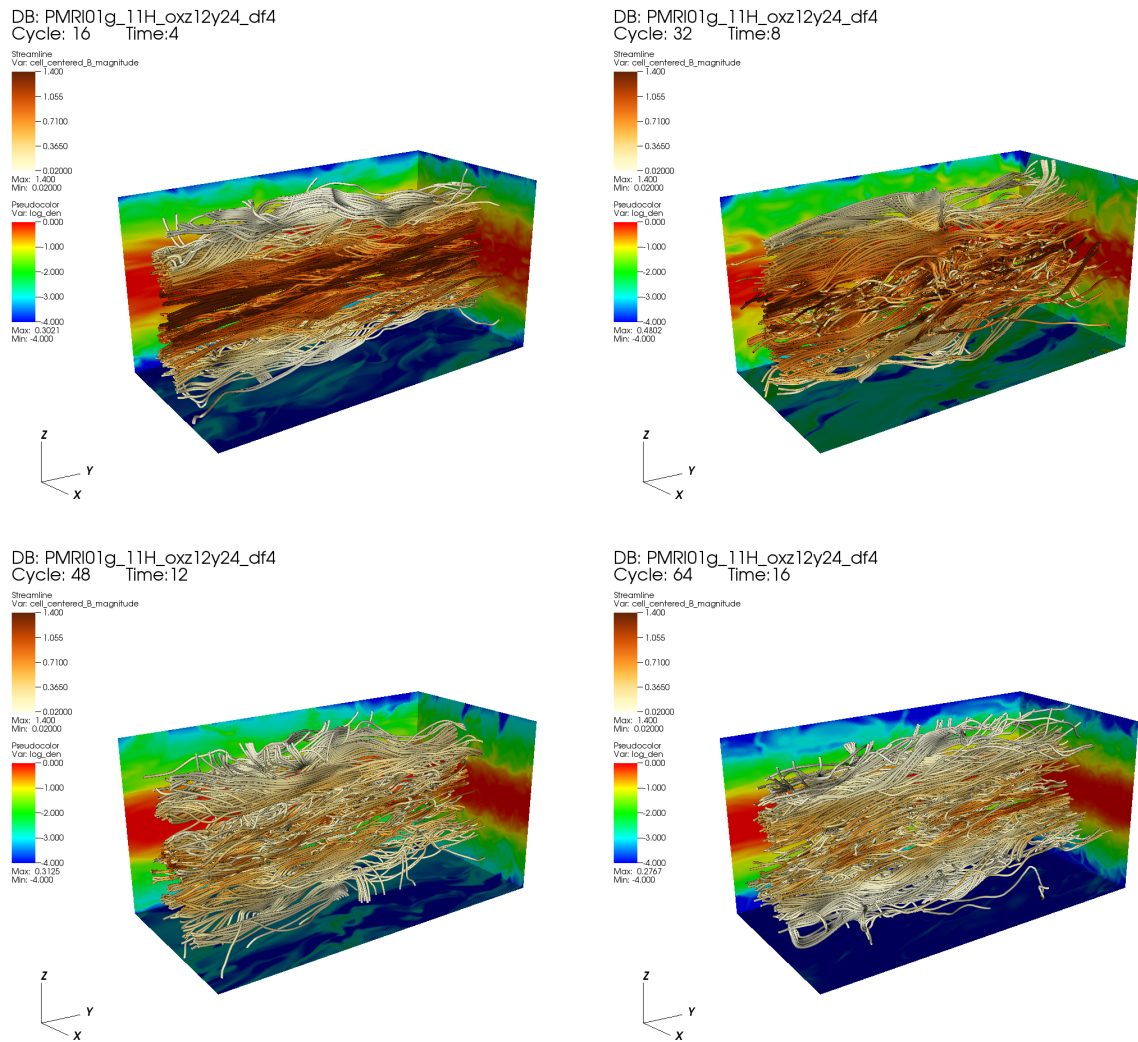


Figura 4.12: Evolução das linhas de campo magnético e da distribuição de densidade de massa em $t = 4P, 8P, 12P$ e $16P$. As cores correspondem às mesmas adotadas nos diagramas da Figura 4.7. Nesta figura, é possível observar que as linhas de campo entrelaçam-se à medida que a turbulência desenvolve-se no sistema.

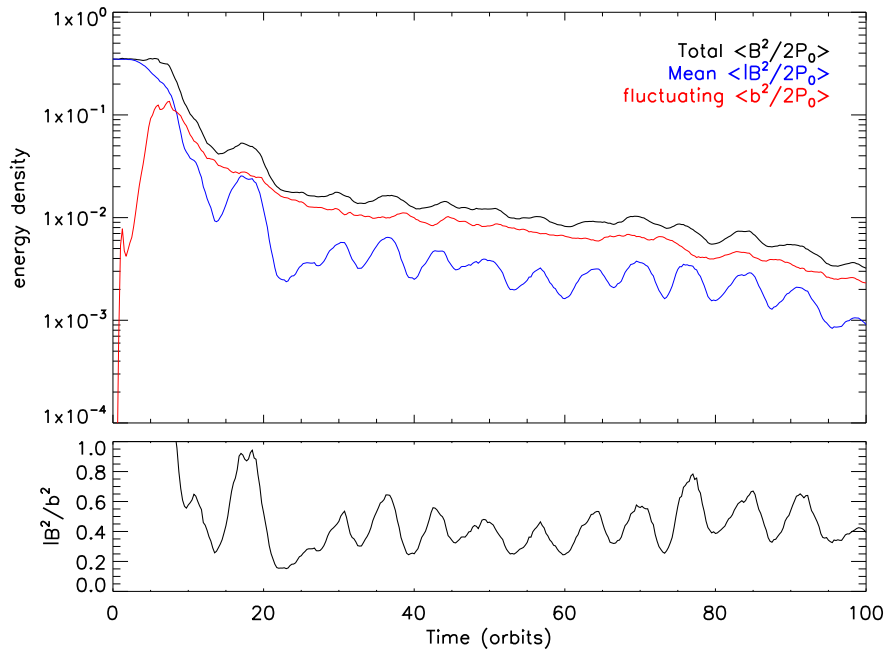


Figura 4.13: O diagrama de cima mostra a evolução temporal das médias volumétricas da densidade de energia magnética total (linha preta), e separada nas componentes média (linha azul) e flutuante (linha vermelha). O diagrama de baixo, por sua vez, mostra a evolução da razão entre as componentes média e flutuante. Após dez períodos orbitais, as flutuações passam a dominar o sistema.

diagrama desta figura mostra que após vinte períodos orbitais, a razão entre as componentes média e de flutuação mantém-se da ordem de 0.4. A transição coincide com o estabelecimento da IMR no sistema, o que pode ser observado a partir da mudança de comportamento de T_{xy}^{Max} e β , tanto no disco quanto na região coronal (veja os diagramas da Figura 4.10). Este comportamento reforça a conclusão de que a turbulência gerada pela IMR domina a dinâmica do sistema após $t = 10P$.

Na Figura 4.14, mostramos os diagramas da evolução temporal em função da altura “ z ” das três componentes do campo magnético normalizadas por $P_0^{1/2}$ (onde P_0 é a pressão inicial no meio plano do disco). Estes diagramas são produzidos a partir das médias horizontais de cada componente ($\langle \mathbf{B} \rangle_{xy}$), obtidas a cada altura “ z ” do domínio computacional. Nos primeiros dez períodos orbitais, é possível verificar a transição entre a IPRT e IMR a partir da evolução das componentes radial e azimutal do campo magnético (primeiro e segundo diagramas da Figura 4.14, respectivamente). Além disso, durante este período (onde a IPRT domina a evolução do sistema), é possível verificar que a componente radial, inicialmente nula, desenvolve-se nos primeiros cinco períodos orbitais, com um pico de intensidade no meio plano do disco ($\langle B_x \rangle_{xy} \sim 0.13$, em unidades do código), seguido por uma

inversão de polaridade nas regiões coronais entre $|2H|$ e $|4H|$ (com $\langle B_x \rangle_{xy} \sim -0.13$). Nas regiões mais altas da coroa, entre $|4H|$ e $|6H|$, é possível encontrar inversões de polaridade menores, com uma amplitude de 0.04. Este comportamento pode ser observado também nos estudos de [Johansen e Levin \(2008\)](#), porém, difere significativamente nas regiões mais próximas à fronteira vertical, onde observam um pico adicional, semelhante ao que surge no meio plano. Estes autores utilizaram condições de fronteira que impedem que um fluxo magnético azimutal flua para fora do sistema, assim, espera-se que um segundo pico mais intenso seja formado nestas regiões. Entretanto, eles estenderam o tamanho da caixa na direção vertical, de $12H$ para $24H$, e verificaram que o segundo pico se mantém e, portanto, argumentaram que as condições de fronteira utilizadas por eles não interferem no desenvolvimento do campo magnético, principalmente, na região do disco. Nossas simulações revelam que diferentes tipos de condições de fronteira utilizadas na direção vertical “ z ” devem influenciar de forma significativa a evolução dos modelos, como de fato poderíamos esperar (veja discussão adiante).

No mesmo intervalo de tempo, o último diagrama da Figura 4.14 mostra o desenvolvimento da componente vertical do campo magnético, cujas médias horizontais são praticamente nulas ($\langle B_z \rangle_{xy} \sim 10^{-7}$), ou seja, com um fluxo líquido vertical zero. Este resultado contrasta com o valor quadrático médio desta mesma componente ($\sqrt{\langle B_z^2 \rangle_{xyt}} \sim 0.14$, veja Figura 4.8), e indica simplesmente que, apesar de o campo vertical se construído continuamente pela IPRT, a formação dos arcos magnéticos (os quais possuem ambas as polaridades) faz com que as diferentes contribuições deste campo se anulem no plano “ xy ”.

Após $t = 10P$, os diagramas da Figura 4.14 mostram que os campos radial “ x ” e azimutal “ y ” sofrem inversões de polaridade numa escala de tempo de aproximadamente dez períodos orbitais. Este resultado é consistente com os estudos da IMR para regimes de campo fraco ($\beta \gg 1$) e com um fluxo líquido vertical zero, onde o campo toroidal médio (B_x e B_y) é amplificado e sofre inversões de polaridade em ciclos com a mesma escala de tempo (veja, e.g, [Brandenburg et al., 1995](#); [Davis et al., 2010](#); [Bai e Stone, 2013](#)), produzindo os diagramas de borboleta (ou *butterfly diagrams*) que vemos na Figura 4.14. Esse padrão claramente evidencia um processo de dínamo, desencadeado pela ação conjunta da rotação diferencial ou cisalhamento (o chamado efeito Ω) e da IMR e sua turbulência (pelo chamado efeito α). O primeiro acarreta o esticamento das linhas de

campo radial “ B_x ” (e vertical “ B_z ”) ⁷ na direção azimutal “ y ”. Já o efeito α propicia a amplificação da componente radial “ B_x ” a partir da componente azimutal “ B_y ”, através da força eletromotriz na direção azimutal $((\mathbf{u} \times \mathbf{b})_y)$, onde \mathbf{u} e \mathbf{b} correspondem à velocidade e campo magnético turbulentos, respectivamente). Notamos ainda que na Figura 4.14, além da inversão de polaridade das componentes B_x e B_y ao final de cada meio ciclo (onde o campo antigo é substituído pelo novo, mas com sinal trocado), ocorre também a oposição de fase nos sinais das duas componentes do campo em cada instante do ciclo, tal como se espera num processo de dínamo com cisalhamento (para mais detalhes, veja, e.g., [Brandenburg et al., 1995](#)). Estes resultados, embora estejam fora do escopo principal deste trabalho, reforçam nosso argumento de que a IMR passa a dominar a dinâmica do sistema quando β cresce para valores maiores que a unidade no disco, o que inibe a IPRT, e ao mesmo tempo dá lugar à amplificação dos campos azimutal e radial, por processo de dínamo, de maneira semelhante ao que ocorre, por exemplo, no Sol (veja, e.g., [Guerrero e de Gouveia Dal Pino, 2007a,b, 2008](#); [Guerrero et al., 2009](#), sobre a ação de dínamos fundamentados em teorias de campo-médio e aplicados à formação de campos magnéticos solares).

4.4.2.4 Possíveis regiões de reconexão magnética

Como discutido no início deste capítulo, e demonstrado nas seções anteriores, a IPRT é fundamental na formação de arcos magnéticos na região coronal de discos de acreção. Durante a ascensão destes arcos, eventos de reconexão magnética podem ocorrer mesmo em simulações numéricas utilizando as equações de MHD ideal (como neste capítulo), pois nesse caso, a presença de uma resistividade numérica pode mimetizar a resistividade ôhmica presente nos sistemas físicos reais. A reconexão pode auxiliar na formação de um campo radial B_x de larga escala ([Johansen e Levin, 2008](#)) e, também, na construção da própria região coronal (veja, e.g., [Liu et al., 2002, 2003](#); [Kadowaki et al., 2015](#); [Singh et al., 2015](#)). Além disso, a presença de turbulência na região do disco, devido à IMR, também pode levar a eventos de reconexão magnética que, por sua vez, podem contribuir para o transporte de fluxo magnético através de um mecanismo de difusão por reconexão

⁷ Notamos que uma vez que o campo médio vertical $\langle B_z \rangle$ é nulo, ele não deve participar efetivamente da amplificação das componentes de larga escala, exceto, possivelmente, no início do desenvolvimento do processo de dínamo.

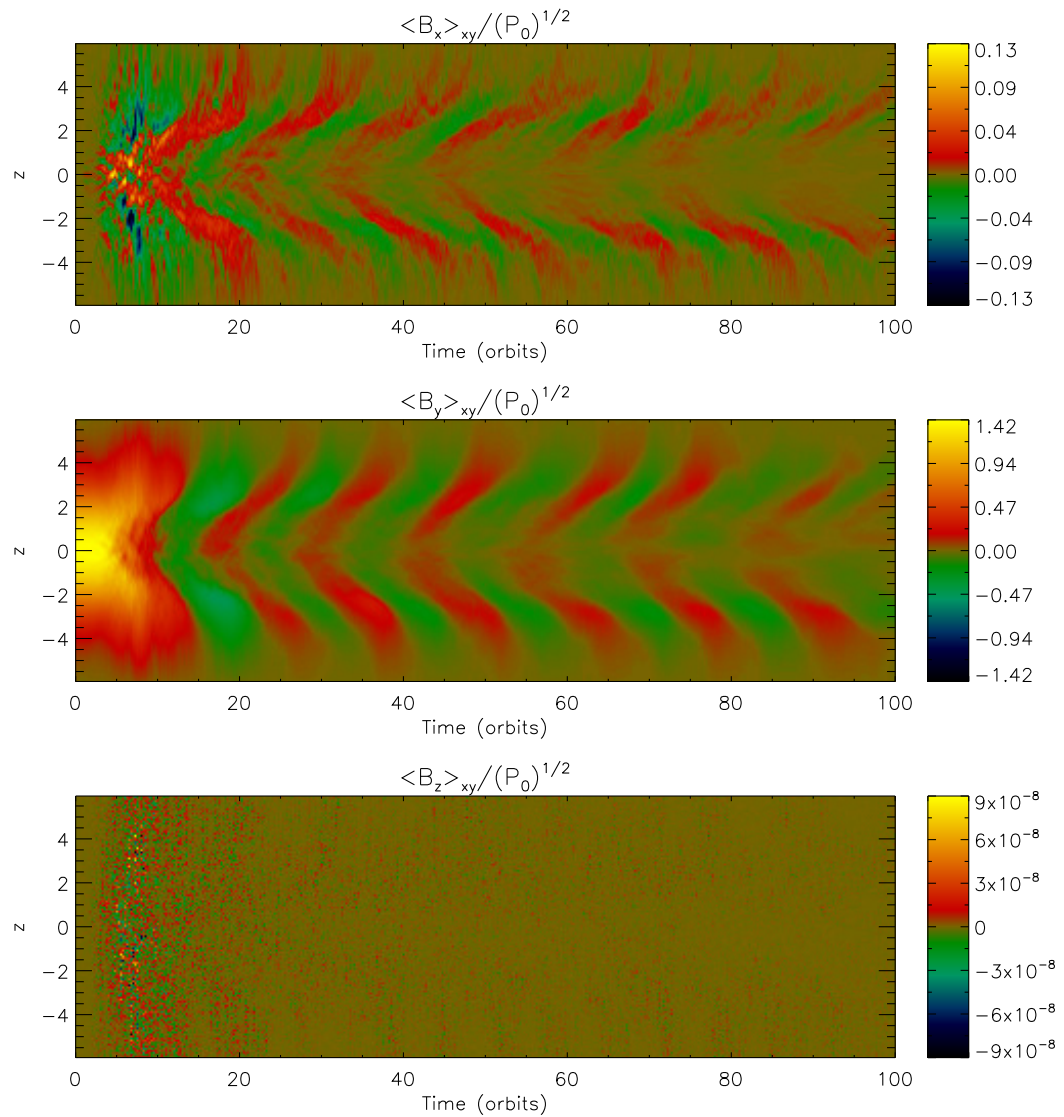


Figura 4.14: Evolução temporal e perfil vertical (z) dos valores médios das componentes B_x , B_y e B_z do campo magnético, respectivamente. As médias foram obtidas nas direções “ x ” e “ y ”. É possível verificar que após 10 períodos orbitais o sistema passa por uma transição. A partir deste instante as componentes B_x e B_y passam a apresentar variabilidade temporal com alternância de polaridade devido à ação do dínamo desencadeada pela IMR.

turbulenta (veja, e.g., Santos-Lima et al., 2010, 2012, 2013). Por fim, a identificação de eventos de reconexão nestes sistemas é fundamental, uma vez que tais eventos podem ser responsáveis pela dissipação de energia de forma não-conservativa e, portanto, podem favorecer o aquecimento coronal e acelerar partículas por um processo de Fermi na região coronal (assim como discutido nos capítulos anteriores, veja, também, de Gouveia dal Pino e Lazarian, 2005; de Gouveia Dal Pino et al., 2010; Kadowaki, 2011; Kadowaki et al., 2015; Singh et al., 2015).

Com a finalidade de identificar os locais de reconexão magnética, buscamos localizar picos de densidade de corrente ($\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}$) e, em seguida, identificamos os lençóis de corrente associados a estes máximos. Para tanto, adaptamos o algoritmo de Zhdankin et al. (2013), onde os máximos locais foram obtidos, primeiramente, selecionando as células do domínio que possuem um valor de densidade de corrente superior a $j_\varepsilon = \varepsilon \langle J \rangle$, onde $J = |\mathbf{J}|$ e ε é um parâmetro livre⁸. A partir desta primeira amostra de células, selecionamos uma sub-amostra daquelas que são máximos locais dentro de uma região cúbica de tamanho $(2n + 1)^3$ células, onde n é outro parâmetro livre, que adotamos com valor 4. A densidade de corrente dos máximos locais desta sub-amostra será identificada como j_{max} . Se seleccionássemos valores menores que $n = 4$, a maior parte das células da primeira amostra poderia ser considerada máximo local, porém, duas destas células que estivessem muito próximas, poderiam pertencer ao mesmo lençol de corrente. Finalmente, identificamos todas as células pertencentes ao mesmo lençol de corrente cujo pico é dado por j_{max} , considerando somente aquelas com valores de J maiores que um valor mínimo $j_{min} = j_{max}/2$ (veja Zhdankin et al., 2013).

Os diagramas da Figura 4.15 mostram a aplicação deste algoritmo na região coronal ($3H < z < 5H$) e no disco de acreção ($-3H < z < 3H$), no plano “ yz ” e em $x = 0$ (corte no meio do domínio computacional). As cores ao fundo correspondem à magnitude de \mathbf{J} , e as linhas brancas correspondem aos lençóis de corrente identificados a partir dos máximos locais. Estes diagramas foram obtidos em $t = 2P$, para $\varepsilon = 2$, porém, para diferentes valores médios da densidade de corrente ($\langle J \rangle$), uma vez que as médias volumétricas foram obtidas nas duas regiões separadamente. Este instante de tempo corresponde ao cresci-

⁸ Admitimos três valores para ε (2, 4 e 6) a partir de uma série de tentativas para isolar os máximos locais. Ao adotarmos valores menores, o algoritmo identifica uma série de células dentro do domínio que não são necessariamente máximos locais.

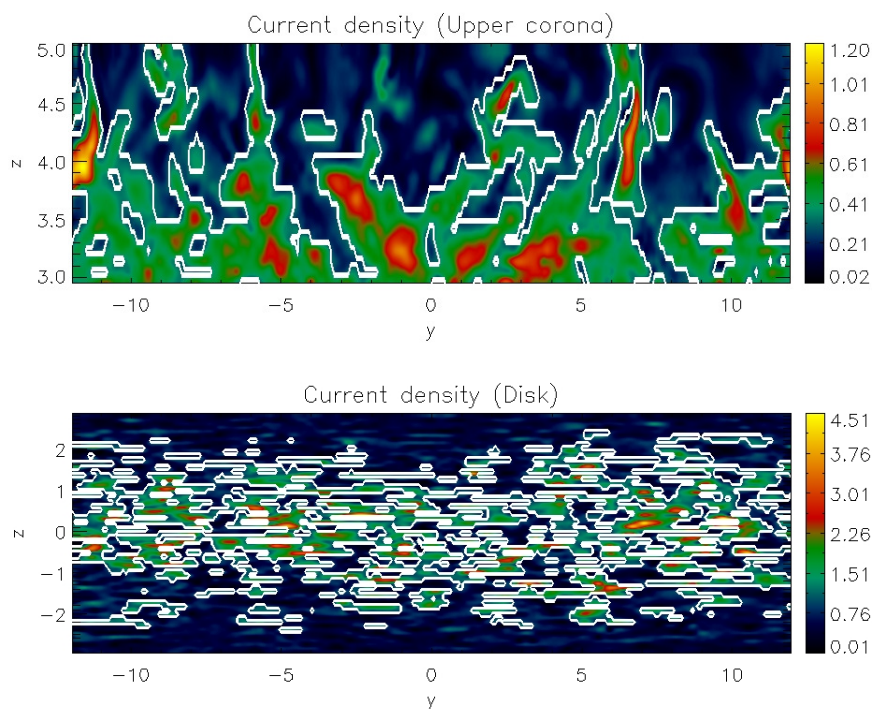


Figura 4.15: Os diagramas apresentam a magnitude da densidade de corrente (em escala de cores ao fundo) para a região coronal ($3H < z < 5H$) e o disco de acreção ($-3H < z < 3H$), no plano “ yz ”, em $x = 0$ (corte no meio do domínio computacional) e $t = 2P$. As linhas brancas correspondem aos lençóis de corrente identificados a partir dos máximos locais, para $\varepsilon = 2$ (veja Zhdankin et al., 2013).

mento da fase linear da IPRT, quando os arcos magnéticos estão se formando (veja Figura 4.7). É possível observar claramente que as estruturas presentes na coroa e no disco são diferentes. Enquanto os lençóis de corrente no disco estão alinhados, preferencialmente, na direção azimutal; na coroa estão alinhados na direção vertical, apesar de apresentarem estruturas mais complexas em função da formação dos arcos magnéticos.

A Figura 4.16 mostra as linhas de campo magnético e os máximos locais (j_{max} , pontos brancos) identificados pelo algoritmo na região coronal, acima do disco de acreção, para $\varepsilon = 2$, em $t = 2P$ (as cores ao fundo correspondem à magnitude de \mathbf{J}). Assim como observado na Figura 4.7, é clara a ascensão dos arcos magnéticos que, como consequência, produzem máximos locais, indicando a presença de reconexão magnética na região coronal. Uma vez que as simulações foram obtidas a partir da solução numérica das equações MHD na forma ideal (eq.s 4.22, 4.24 e 4.25), não iremos avaliar a quantidade de energia dissipada nestas regiões (a partir da resistividade numérica), analisando qualitativamente apenas a presença destes máximos locais como indícios de reconexão magnética. Futuramente, poderemos obter uma estimativa a partir da dissipação ôhmica, através da inclusão de

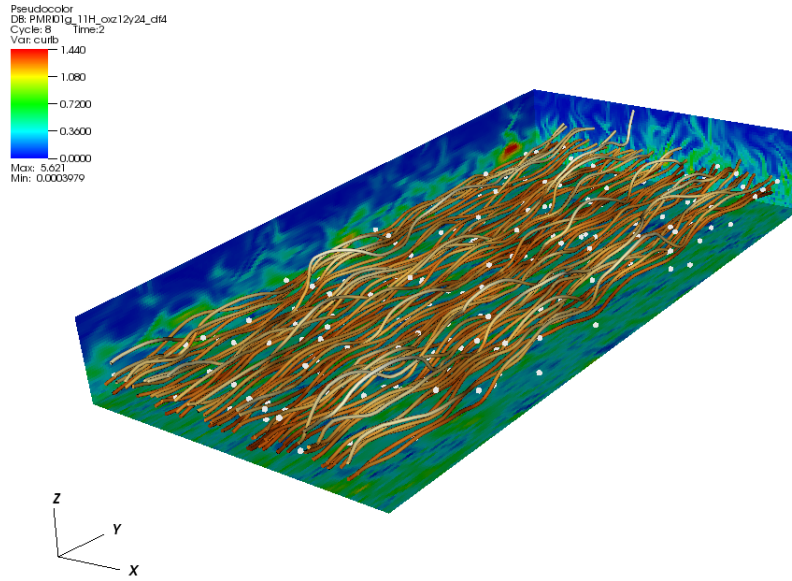


Figura 4.16: Diagrama tridimensional da região coronal acima do disco ($3H < z < 5H$), em $t = 2P$, com as linhas de campo magnético. As cores ao fundo correspondem à magnitude da densidade de corrente e os pontos brancos são os máximos locais identificados pelo algoritmo descrito acima, para $\varepsilon = 2$.

uma resistividade (η) e viscosidade (ν) com um número de Prandtl da ordem da unidade ($P_m = \nu/\eta = 1$, para simulações MHD não-ideais em *shearing-boxes* veja, e.g., [Fromang e Stone, 2009](#)). Porém, e possivelmente mais fundamental, notamos que o fato de os arcos magnéticos estarem embebidos em turbulência é um indicador da presença de processos de reconexão turbulenta “rápida” ([Lazarian e Vishniac, 1999](#)), a qual é importante para a produção de *flares* com aquecimento e aceleração eficientes, conforme discutido nos capítulos 2 e 3.

Uma das vantagens deste algoritmo é a possibilidade de quantificar o número de máximos locais, que antes poderiam ser identificados somente qualitativamente, a partir dos diagramas apresentados nesta seção. A Figura 4.17 mostra a evolução do número de j_{max} até 100 períodos orbitais, para três diferentes valores de ε (2, 4 e 6; indicados pelas linhas preta, vermelha e azul, respectivamente). Uma vez que os máximos locais estão associados ao valor médio da densidade de corrente ($j_{max} > \varepsilon \langle J \rangle$), mostramos no último diagrama da Figura 4.17, também a evolução de $\langle J \rangle$. É possível verificar que o número de máximos locais diminui significativamente para valores maiores de ε , porém, em todos os casos, uma saturação média é alcançada após cerca de dez períodos orbi-

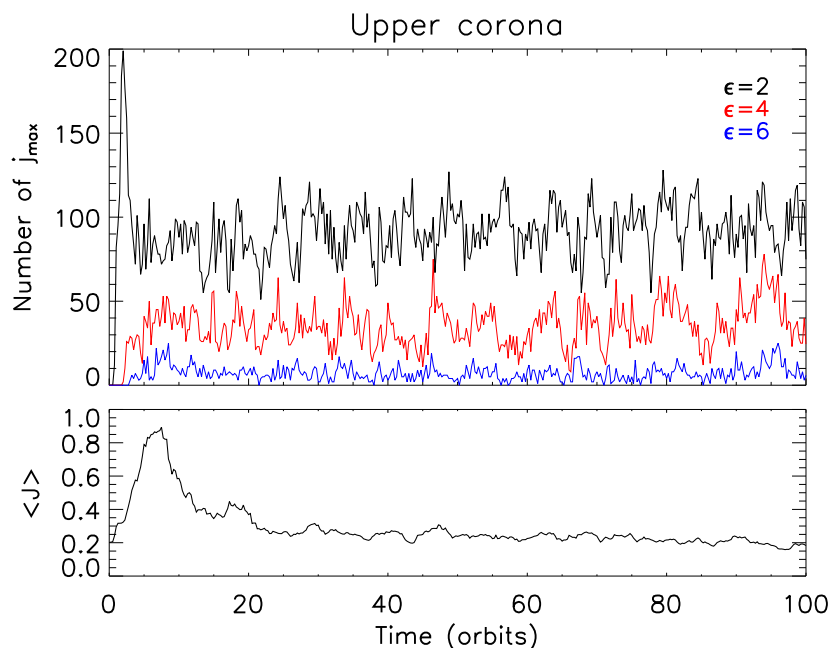


Figura 4.17: Evolução do número de máximos locais (j_{max}) para três diferentes valores de ϵ (2, 4 e 6; indicados pelas linhas preta, vermelha e azul, respectivamente). O diagrama de baixo mostra a evolução da média volumétrica da densidade de corrente ($\langle J \rangle$) obtida na região coronal acima do disco de acreção ($3H < z < 5H$).

tais. Isto pode ser um indício de que a frequência com que reconexões magnéticas podem ocorrer na região coronal será aproximadamente constante, apesar de a energia extraída neste eventos diminuir com o tempo, uma vez que $\langle J \rangle$ também decresce. Isso é compatível com o regime quase estacionário em média que se estabeleceu na simulação, sobretudo na coroa, após o desencadeamento da IMR. O decréscimo em $\langle J \rangle$ é também compatível com o decréscimo do campo magnético coronal com o tempo, como discutido anteriormente, devido ao transporte e reconexão magnética.

4.4.3 Comparação entre diferentes valores de β

Nesta seção, mostraremos as diferenças entre a evolução das instabilidades Parker-Rayleigh-Taylor e magneto-rotacional, para diferentes valores de β (1.0, 10 e 100), obtidos a partir de uma caixa reduzida de tamanho $12H \times 12H \times 12H$. Para certificarmos que a redução no tamanho do sistema não influencia na evolução das simulações, comparamos os resultados de $\beta = 1$ com a caixa reduzida, com aqueles descritos na seção anterior (para uma caixa estendida na direção azimutal). Assim como demonstrado na seção 4.2 (veja, também, Balbus e Hawley, 1991; Hawley et al., 1995), a presença de um fraco

campo magnético é essencial para o desenvolvimento da IMR. Em contrapartida, assim como demonstrado na seção 4.1 (veja, também, Parker, 1966), a IPRT manifesta-se em regimes onde a pressão magnética está em equipartição com a térmica ($\beta \sim 1$). Espera-se, portanto, que para sistemas com campos magnéticos inicialmente fracos, a IPRT não deverá dominar a evolução inicial do sistema. Consequentemente, a formação de arcos magnéticos na região coronal será prejudicada, enquanto que a turbulência, devido à IMR, se manifestará logo no início da evolução do sistema.

Os diagramas da Figura 4.18 mostram a evolução temporal das médias volumétricas, para diferentes valores iniciais de β , da densidade de energia magnética total (diagrama superior esquerdo) e do tensor de *stress* de Maxwell (diagrama superior direito), ambos normalizados pela pressão inicial P_0 no meio plano do disco. Além disso, apresentamos a evolução de $\langle\beta\rangle$ obtido na região do disco (diagrama inferior esquerdo) e na região coronal acima dele (diagrama inferior direito). O comportamento dos modelos com $\beta = 1$, para uma caixa estendida (linha preta, representado na figura por β^*) e reduzida (linha vermelha), são estatisticamente muito semelhantes. Vemos que a densidade de energia magnética sofre uma queda acentuada nos primeiros dez períodos orbitais, seguido de uma queda suave (assim como descrito na seção anterior). Estes resultados mostram que o tamanho da caixa tem pouca influência na evolução dinâmica do sistema. Já para as simulações de $\beta = 10$ (linha azul) e $\beta = 100$ (linha verde), há uma amplificação do campo magnético total nos instantes iniciais, que evolui, em seguida, de maneira similar aos modelos com $\beta = 1$, após $t \sim 20P$ (embora com magnitude um pouco menor para o modelo com $\beta = 100$). Esta amplificação corresponde à ação da IMR no sistema. Assim, o comportamento geral de todas as simulações converge para os resultados apresentados na seção anterior (modelo PMRIg_11H_oxz12y24). Tal como naquele caso, a queda lenta e contínua da intensidade do campo magnético com o tempo, depois $t \sim 20P$, nos modelos da Figura 4.18 deve-se aos efeitos de empuxo magnético presentes, transportando campo para fora do sistema. Este último resultado não é uma surpresa, uma vez que a região coronal ainda é dominada pelo campo magnético (conforme mostrado no diagrama inferior direito da Figura 4.18). O tensor de *stress*, por sua vez, também mostra uma convergência aproximada para todos os modelos após $t \sim 40P$. Em contrapartida, para tempos menores que $t \sim 40P$, o pico de atividade do tensor torna-se cada vez mais baixo e deslocado para tempos mais tardios para valores crescentes de β . Uma provável explicação é que a

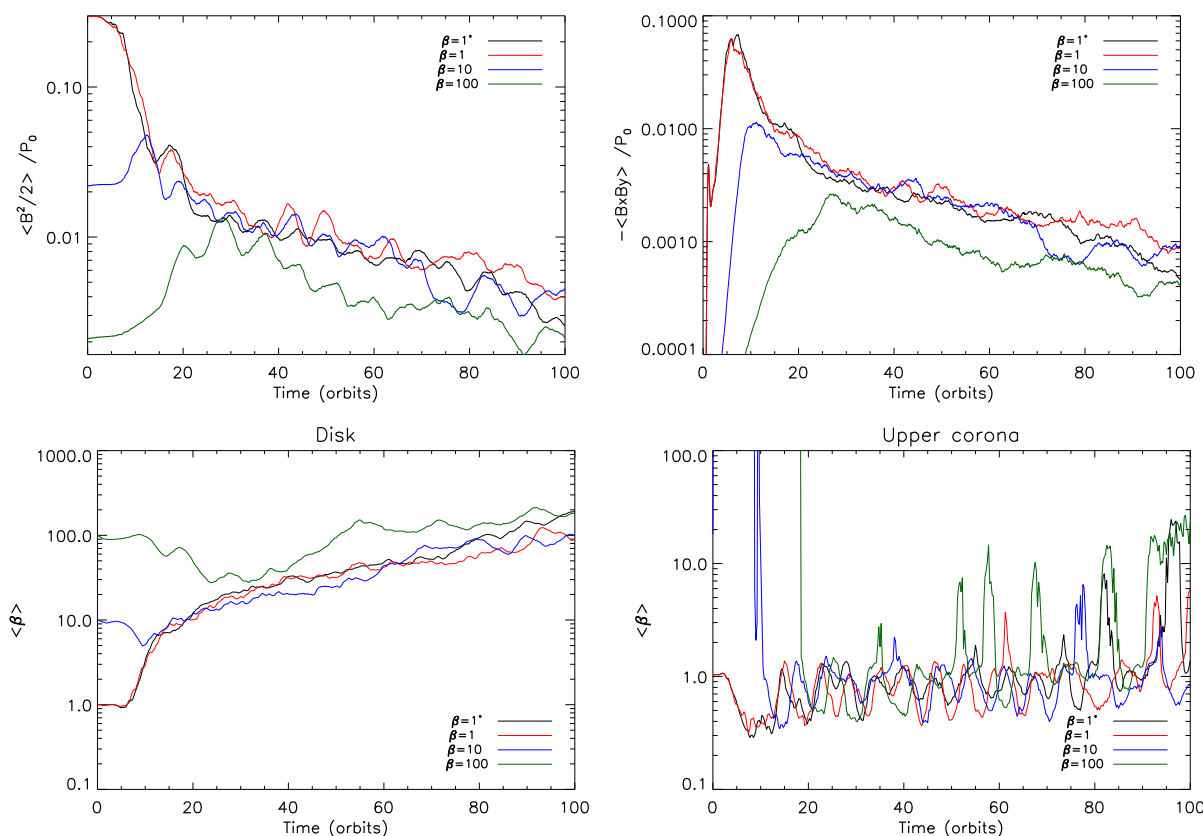


Figura 4.18: Os diagramas da parte superior correspondem à evolução temporal das médias volumétricas da densidade de energia magnética total (diagrama da esquerda) e do tensor de *stress* de Maxwell (diagrama da direita), ambos normalizados pela pressão inicial P_0 no meio plano do disco. Os diagramas da parte inferior correspondem à evolução temporal de $\langle \beta \rangle$. O diagrama inferior esquerdo corresponde às médias obtidas na região do disco (entre $-3H$ e $3H$), enquanto que o da direita corresponde à coroa acima do disco (entre $3H$ e $5H$). Para todas os diagramas, as cores preta, vermelha, azul e verde correspondem às médias obtidas para diferentes valores iniciais de β (veja a legenda nos diagramas). A linha preta, indicada pelo símbolo *, corresponde ao modelo padrão (PMRIg_11H_oxz12y24, veja Figura 4.10), enquanto que a vermelha corresponde ao modelo com uma caixa reduzida, ambas inicializadas com $\beta = 1$.

componente vertical do campo magnético que se desenvolve devido à IPRT, e que favorece o crescimento da IMR, é menor para valores iniciais de β cada vez maiores, como esperado.

O valor de β na região coronal nos primeiros instantes da evolução do sistema é $\gg 1$, para os modelos com β inicial 10 e 100 (veja diagrama inferior direito da Figura 4.18). Conforme discutido na seção 4.3.2, utilizamos um valor mínimo de densidade ($\rho_{min} = 10^{-4}$) nas simulações para evitar dificuldades numéricas que poderiam surgir nas regiões magneticamente dominantes (veja seção 4.3.2, e Bai e Stone, 2013). Para valores iniciais de β maiores que a unidade, o perfil de densidade irá cair mais rapidamente (veja eq.4.32), de maneira que a densidade nas regiões mais altas do sistema será inferior a esse valor

mínimo⁹. Assim, enquanto o campo magnético cai exponencialmente com a altura (veja eq.4.33), a densidade se manterá constante nas regiões mais altas do sistema, tornando esta região dominada pela pressão térmica do gás nos instantes iniciais (i.e., $\beta \gg 1$). É possível verificar que nos modelos com $\beta = 10$ e $\beta = 100$, as simulações levam aproximadamente vinte períodos orbitais para o campo amplificar-se, acarretando o decréscimo de β , que passa a oscilar entre ~ 0.2 e 6 para $\beta = 10$; e ~ 0.2 e 11 para $\beta = 100$; em contrapartida nos modelos com $\beta = 1$, essa oscilação fica entre ~ 0.2 e 5 . Já a evolução dessa variável na região do disco mostra que, apesar de o sistema ser iniciado com diferentes valores de β , há uma certa convergência após $t \sim 40P$, apresentando comportamento semelhante ao modelo com $\beta = 1$ discutido na seção anterior. Notamos ainda que $\langle \beta \rangle$ em ambas as regiões, coroa e disco, sofre um lento crescimento, em compatibilidade com o resultado anterior da Figura 4.10 para o modelo com $\beta = 1$. Conforme discutido na seção anterior, este é atribuído à remoção de campo através da fronteira aberta, na direção vertical, e também à reconexão magnética. A Figura 4.18 mostra que a alteração do tamanho do domínio computacional, na direção azimutal, não influencia a evolução temporal de $\langle \beta \rangle$ e das outras quantidades apresentadas. Assim, as demais simulações foram realizadas com o domínio reduzido, uma vez que as caixas de tamanho estendido teriam um custo computacional maior.

Os diagramas de borboleta da Figura 4.19, que correspondem à evolução temporal do campo médio azimutal $\langle B_y \rangle_{xy} / P_0^{1/2}$ em função da altura “ z ” (assim como apresentado na Figura 4.14), evidenciam a correlação entre o período das inversões de polaridade (e portanto, da ação do dínamo) e a intensidade do campo magnético inicial (ou do valor inicial de β). É possível verificar claramente uma diminuição na frequência das inversões (caracterizando, portanto, um período mais longo de ação do dínamo induzido pela IMR e sua turbulência) quando passamos do modelo com $\beta = 1$ para aquele com $\beta = 100$. Essa menor eficiência do dínamo induzido pela IMR no caso do modelo com β inicial maior é consistente com os resultados da Figura 4.18, onde verificamos um menor crescimento da IMR nesse caso, em virtude da menor intensidade inicial do campo vertical pela ação da IPRT. Para o caso de $\beta = 100$, as inversões passam a apresentar um ciclo de aproximadamente vinte períodos orbitais, enquanto que para os casos de $\beta = 1$ e $\beta = 10$, os ciclos são de aproximadamente dez períodos orbitais.

⁹ Testes foram realizados com um valor mínimo de densidade inferior a 10^{-4} , porém, o passo de tempo δt cai drasticamente. Assim, mantivemos o mesmo valor para todas as simulações.

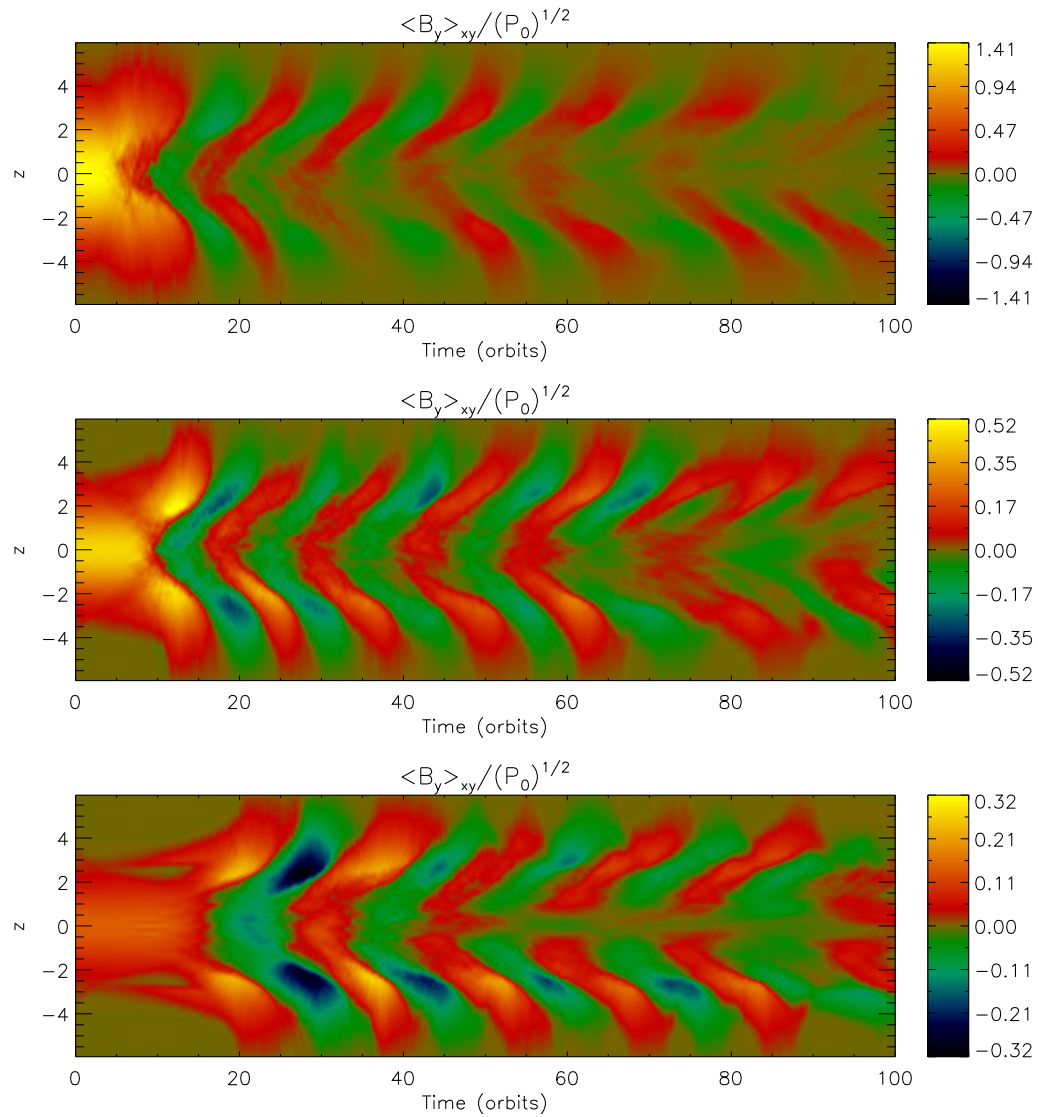


Figura 4.19: Evolução temporal do perfil vertical da componente azimutal B_y , cujas médias foram obtidas no plano “ xy ”, para os modelos com β inicial 1, 10 e 100, de cima para baixo, respectivamente (assim como apresentado na Figura 4.14). É possível verificar a queda na intensidade do campo médio e na frequência de inversão de polaridade para $\beta = 100$.

Em relação à frequência das inversões de polaridade, a Figura 4.20 revela que a evolução da componente do campo médio radial $\langle B_x \rangle_{xy} / P_0^{1/2}$ é similar ao verificado na Figura 4.19. Entretanto, diferenças significativas são mostradas nos primeiros vinte períodos orbitais, para cada um dos modelos. Enquanto que o primeiro diagrama (de cima para baixo), referente ao modelo de $\beta = 1$ com caixa reduzida, revela que a componente radial desenvolve-se de forma semelhante ao apresentado na Figura 4.14; os diagramas referentes aos modelos com β inicial 10 e 100 mostram que, na região do disco, a componente radial desenvolve-se tardiamente. Considerando que nestes dois últimos modelos não é possível observar o desenvolvimento da IPRT, a produção e amplificação da componente radial do campo magnético a partir de $t \sim 10P$ e $t \sim 15P$, para $\beta = 10$ e $\beta = 100$, respectivamente, ocorrem em função da IMR. Como discutido na seção anterior, isto ocorre em função do efeito α que amplifica a componente radial a partir da componente azimutal do campo magnético.

4.4.4 Comparação entre diferentes valores de q

Nesta seção, verificamos o comportamento do sistema sob a ação de quatro diferentes valores para o parâmetro q (0.0, 0.5, 1.0 e 1.5), que corresponde à taxa de cisalhamento da *shearing-box* (veja eq.4.21). O modelo com $q = 0$, por exemplo, corresponde a um sistema com rotação rígida, onde esperamos que a IMR não seja atuante (veja seção 4.2). Uma vez que estas simulações foram inicializadas com $\beta = 1$, a IPRT será desencadeada pelas perturbações Gaussianas, formando arcos magnéticos logo no início da evolução temporal do sistema (veja a evolução do modelo com rotação rígida, $q = 0$, na Figura 4.21).

Os diagramas da Figura 4.22 mostram a evolução temporal, para os modelos com diferentes valores de q , das médias volumétricas apresentadas na seção anterior (veja Figura 4.18). A evolução de $\langle \beta \rangle$ na região do disco (diagrama inferior esquerdo), para todos os valores de q , mostra comportamento similar ao do modelo de referência PMRIg_11H_oxz12y24 (correspondente a $q = 1.5$, representado pela linha preta), apresentando um crescimento rápido nos primeiros vinte períodos orbitais, seguido de crescimento mais lento. Além disso, as flutuações das curvas diminuem para valores de q cada vez mais baixos, indicando que a IMR torna-se menos importante. Para $q = 0$, a curva é suave, uma vez que sem a presença da IMR, a turbulência não é produzida. Já na região coronal acima do disco (diagrama inferior direito), o valor de β varia aproximadamente entre 0.3 e 1.0, o que indica que esta região mantém-se magnetizada, exceto para o modelo com rotação rígida ($q = 0$),

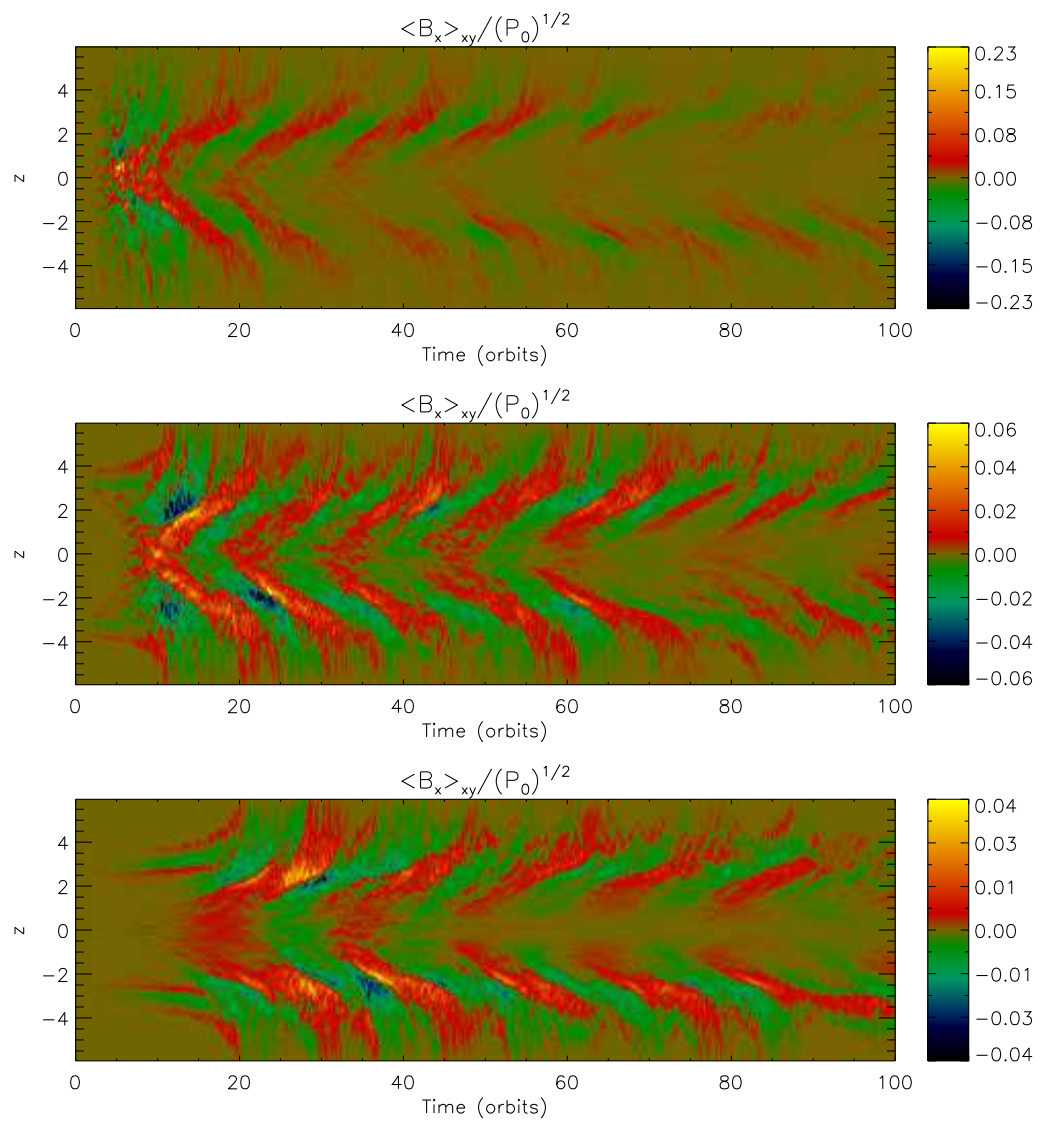


Figura 4.20: Evolução temporal do perfil vertical da componente radial B_x , cujas médias foram obtidas no plano “ xy ”, para os modelos com β inicial 1, 10 e 100, de cima para baixo, respectivamente (assim como apresentado na Figura 4.19).

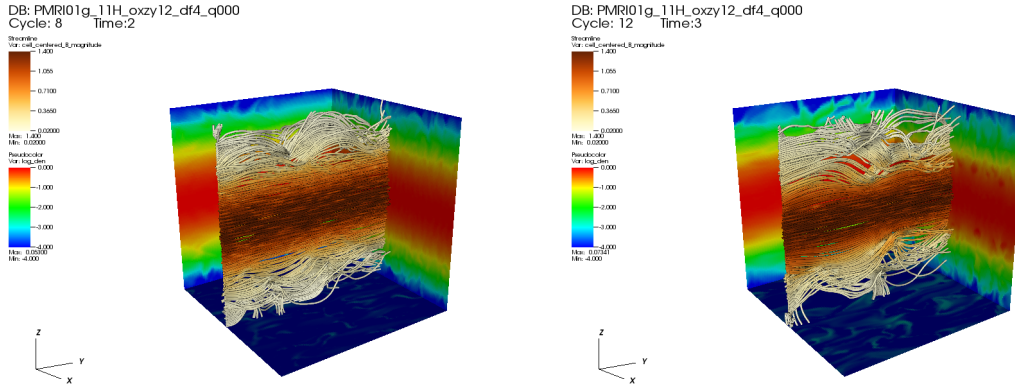


Figura 4.21: Evolução das linhas de campo magnético e da distribuição de densidade de massa em $t = 2P$ e $3P$, para o modelo com rotação rígida ($q = 0$). As cores correspondem às mesmas adotadas nos diagramas da Figura 4.7.

que após $t \sim 20P$, apresenta um crescimento sem grandes flutuações, atingindo valores próximos a 10, em $t \sim 100P$. A evolução de $\langle B^2/2 \rangle / P_0$ mostra comportamento similar, onde os diferentes valores q não apresentam diferenças significativas. Entretanto, é possível observar que para $q = 0$, o campo magnético total sofre uma queda mais acentuada, sendo aproximadamente uma ordem de grandeza menor que os demais modelos (isso também se reflete no crescimento de $\langle \beta \rangle$ coronal no diagrama direito inferior). Podemos concluir que isto ocorre em função do dínamo produzido pela IMR, nos modelos com $q > 0$. Em outras palavras, a ação de um dínamo irá repor parte do campo magnético nos sistemas onde a IMR é desencadeada, permitindo uma queda menos acentuada na intensidade do campo total. Por fim, o diagrama superior direito mostra a evolução temporal da média volumétrica do tensor de *stress* de Maxwell, normalizado pela pressão inicial P_0 no meio plano do disco, somente para os modelos com $q = 0.5, 1.0$ e 1.5 (representado pelas linhas azul, vermelho e preto, respectivamente). Assim como os demais diagramas, estes modelos apresentam comportamentos semelhantes, porém, é possível verificar que o pico diminui para valores mais baixos de q , conforme esperado.

A Figura 4.23 mostra a evolução do tensor de *stress* de Maxwell $\langle T_{xy} \rangle / P_0$ para o modelo com $q = 0$, separadamente, uma vez que o mesmo apresenta comportamento diferente dos demais casos. Um valor máximo, da ordem de 0.01, é alcançado em torno de dez períodos orbitais, tal como nos demais casos, porém sofre uma inversão de sinal logo em seguida. A partir de $t \sim 10P$, o tensor mantém um valor da ordem de -2×10^{-3} até o final da simulação. Isto é uma indicação que a componente radial do campo

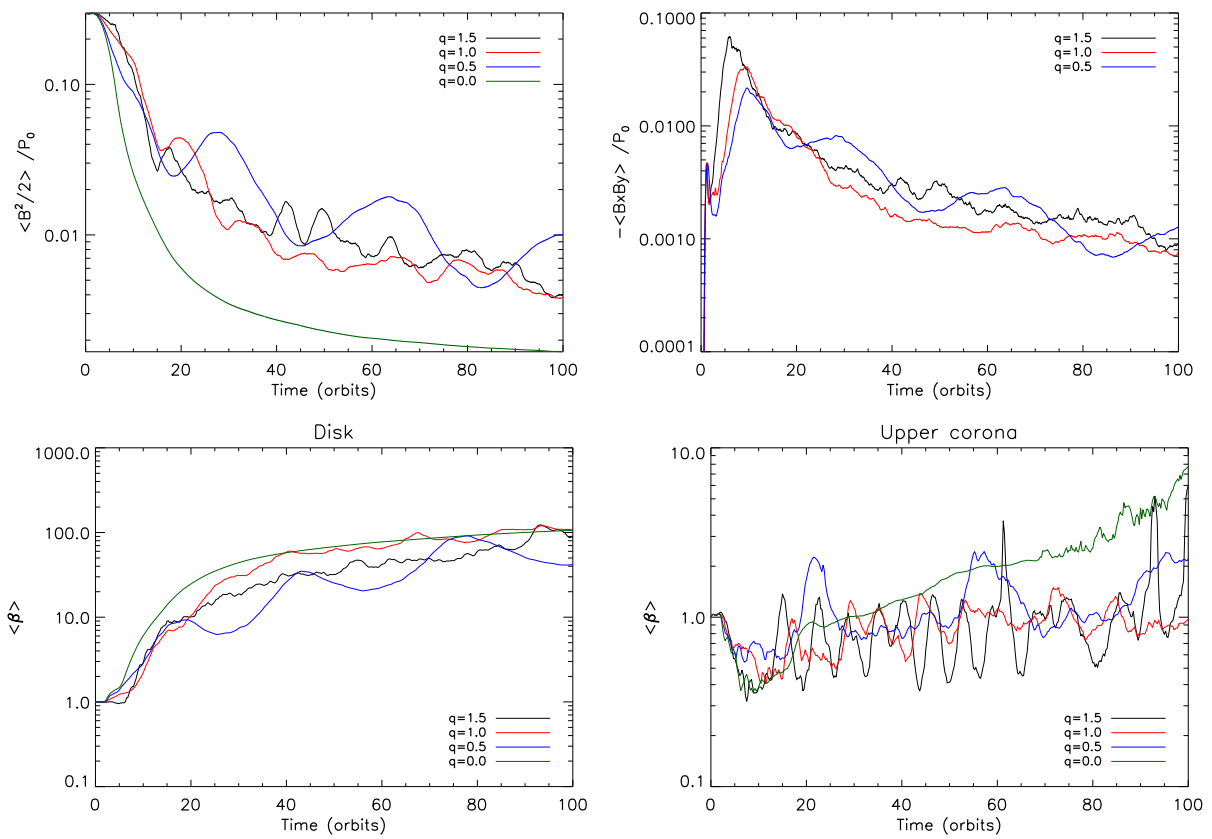


Figura 4.22: Evolução temporal das médias volumétricas da Figura 4.18. As linhas verde, azul, vermelha e preta, correspondem aos modelos com $q = 0, 0.5, 1.0$ e 1.5 , respectivamente.

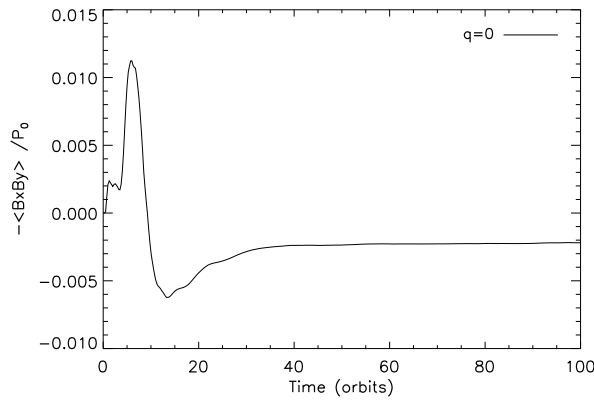


Figura 4.23: Evolução temporal da média volumétrica do tensor de *stress* de Maxwell, normalizado pela pressão inicial P_0 no meio plano do disco, para o modelo $q = 0$.

(B_x) sofreu uma rápida, porém muito pequena inversão de polaridade. Esta pode estar relacionada a efeitos puramente numéricos devidos ao fato de termos admitido $q = 0$, num domínio computacional originalmente desenhado para configurações com q não-nulo. É também possível que a inversão de sinal deva-se a uma ação de um dínamo residual desencadeado pela própria IPRT. Os arcos magnéticos levantados da região equatorial do disco transportam parte do momento angular para fora deste. Isso induz uma rotação diferencial espúria, que por sua vez pode ocasionar uma pequena amplificação do campo radial. Esse efeito residual requererá uma análise futura mais cuidadosa.

4.4.5 Ação das condições de fronteira na direção vertical

Nesta seção, apresentamos as diferenças entre um sistema com fronteiras abertas (ou *outflows*) na direção vertical “ z ”, o qual é mais adequado para caracterizar as coroas de discos de acreção, e aquele com fronteiras estritamente periódicas na mesma direção. Nestes modelos, utilizamos uma caixa reduzida com β inicial da ordem da unidade, assim como mostrado na tabela 4.1. Como discutido anteriormente, as fronteiras do tipo *outflow* permitem o transporte de campo magnético para fora do domínio computacional, de maneira que verificamos a sistemática queda na intensidade do campo total para todos os modelos estudados até agora. Em sistemas reais, apesar de o domínio ser “aberto”, espera-se que este campo seja repostado continuamente, tanto por um processo de dínamo (veja, e.g., de Gouveia dal Pino e Lazarian, 2005; de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki, 2010; Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh, 2015), como por um processo de transporte radial, a partir das regiões mais externas do disco de acreção (veja, e.g., Okuzumi et al.,

2014). Por essa razão, e também para comparação com os demais casos aqui estudados, e com os resultados de trabalhos anteriores, analisamos um caso com fronteiras verticais periódicas, evitando assim que o fluxo magnético flua para fora do sistema (de forma semelhante à realizada por Johansen e Levin, 2008). Nota-se que a adoção da *shearing-box* é limitada quando desejamos analisar processos globais, tais como o transporte radial de campo magnético.

Os diagramas da Figura 4.24 mostram a evolução das mesmas médias volumétricas apresentadas nas duas últimas seções. Como esperado, o campo magnético total para o modelo com fronteiras periódicas é mantido aproximadamente constante (linha vermelha do diagrama superior esquerdo), apesar de apresentar uma leve queda em $t \sim 90P$. Já o tensor de *stress* de Maxwell (diagrama superior direito), para o mesmo modelo, apresenta um comportamento semelhante àquele para fronteiras do tipo *outflow*, nos primeiros vinte períodos orbitais. Entretanto, logo em seguida, apresenta crescimento seguido de estabilização em torno de $T_{xy}/P_0 \sim 0.02$. Este resultado contrasta com o comportamento do modelo de fronteiras abertas, que segue em queda sem chegar a uma situação estacionária. Já os diagramas inferiores mostram que os valores de $\langle \beta \rangle$ para o modelo de fronteiras periódicas, tanto no disco quanto na coroa superior, são menores que os do modelo com fronteiras abertas, como deveríamos esperar. No caso do disco, os valores de $\langle \beta \rangle$, para o caso com fronteiras periódicas, mantêm-se abaixo de 10 e maior que 1, enquanto que na coroa superior, abaixo de 0.3.

Por fim, os diagramas da Figura 4.25 mostram a evolução das linhas de campo magnético e da distribuição de densidade de massa obtidas para o modelo com fronteiras periódicas. Apesar dos primeiros diagramas (entre $t = 0$ e $t = 4P$) apresentarem comportamento semelhante aos do modelo de referência (com fronteiras abertas e domínio estendido; veja figuras 4.7 e 4.12), onde a formação dos arcos magnéticos são claramente observados nas regiões mais altas do sistema; os diagramas para $t = 8P, 12P$ e $16P$ desviam-se consideravelmente. Nestes últimos diagramas, não é possível observar uma diminuição significativa na intensidade do campo magnético, apenas uma redistribuição, onde o campo é transportado do meio plano do disco para a região coronal, porém não para fora do domínio computacional. Uma vez que na região coronal valores de β menores que a unidade são mantidos devido às fronteiras periódicas (veja último diagrama da Figura 4.24), a ação da IPRT domina o comportamento dinâmico desta região. Conseqüentemente, é possível

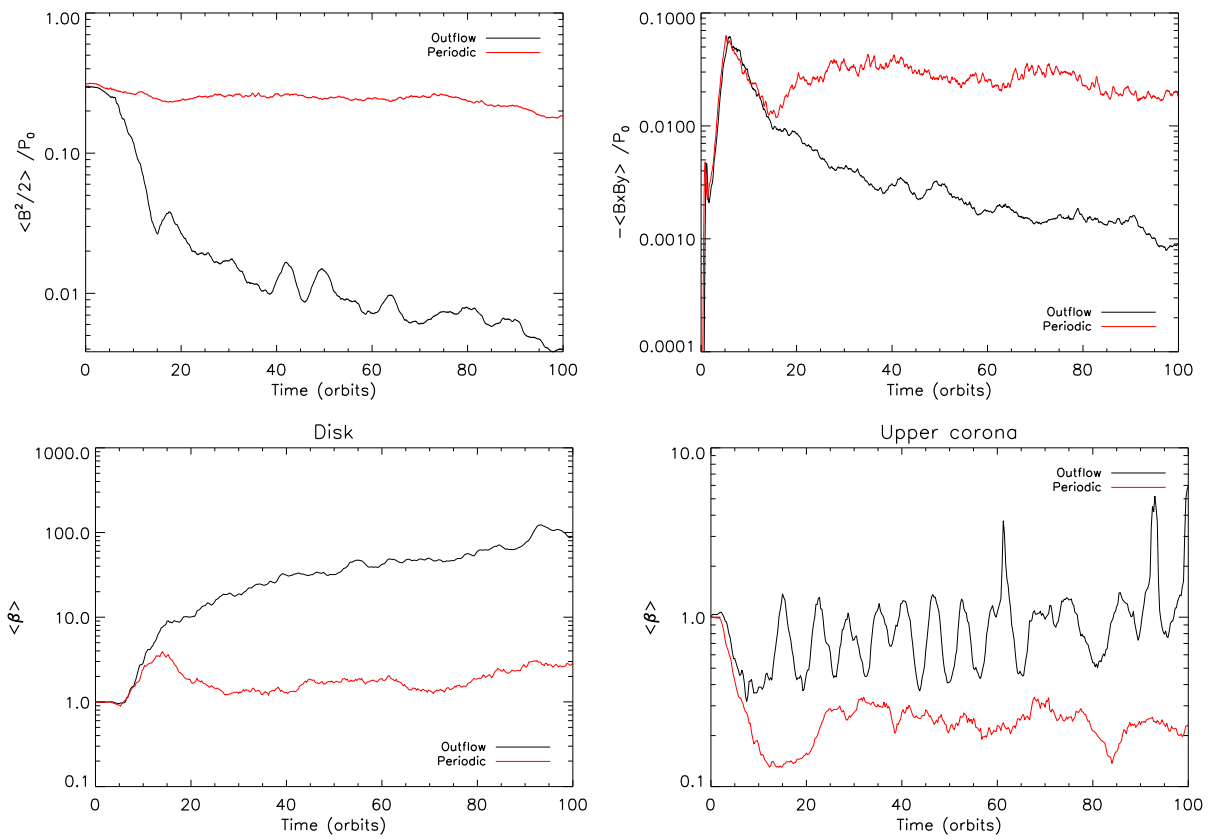


Figura 4.24: Evolução temporal das mesmas variáveis das figuras 4.18 e 4.22, mas para um modelo com fronteiras abertas (ou *outflow*, linha preta) e outro com fronteiras estritamente periódicas (linha vermelha).

observar arcos magnéticos mais claramente que aquelas apresentadas nos diagramas da Figura 4.12, para o modelo de referência nos mesmos instantes de tempo. A presença de turbulência é visível apenas na região mais interna ao disco, onde a IMR está estabelecida.

4.5 Discussão e Conclusões

Neste capítulo, estudamos a evolução das instabilidades Parker-Rayleigh-Taylor (Parker, 1966) e magneto-rotacional (Balbus e Hawley, 1991, 1998) em discos de acreção sob a ação de um campo magnético inicialmente na direção azimutal “ y ”. Conforme discutido no Capítulo 2, é possível que discos de acreção ao redor de buracos negros de massa estelar ou supermassivos apresentem, pelo menos durante determinados regimes de acreção, uma pressão magnética comparável à térmica, seja pela injeção de fluxo magnético por processos de dínamo; ou pelo transporte de campos magnéticos da estrela companheira (no caso de microquasares), ou do meio interestelar e das estrelas circundantes (no caso de AGNs) (veja, e.g., GL05; GPK10; Johansen e Levin, 2008; Kadowaki et al., 2015; Singh et al., 2015; Wielgus et al., 2015, e referências lá contidas). Assim, os estudos numéricos que realizamos sobre a formação de coroas magnetizadas turbulentas e arcos magnéticos induzidos por essas instabilidades, e efeitos de dínamo desencadeados no disco de acreção, podem fornecer informações importantes sobre os processos de reconexão magnética que estudamos nos capítulos 2 e 3, os quais podem ocorrer em microquasares e AGNs (veja de Gouveia dal Pino e Lazarian, 2005; de Gouveia Dal Pino et al., 2010; Kadowaki, 2011; Kadowaki et al., 2015; Singh et al., 2015).

Realizamos este estudo a partir de simulações numéricas 3D-MHD locais, utilizando uma aproximação de *shearing-box* (Hawley et al., 1995), de maneira que foi possível realizar uma análise estatística utilizando apenas uma pequena parcela do disco de acreção. Em complemento a estes estudos, verificamos a evolução dinâmica das instabilidades para diferentes valores de β (1.0, 10 e 100) e para a taxa de cisalhamento (correspondente à rotação diferencial do disco), representada pelo parâmetro q (0.0, 0.5, 1.0 e 1.5). A IPRT, como verificamos, leva à formação de arcos magnéticos e, conseqüentemente, ao transporte do campo magnético do meio plano do disco para as regiões mais altas do sistema, permitindo assim a formação da coroa, com uma estrutura complexa, e com valores de β em média menores que a unidade (característicos de coroas magnéticas). Já

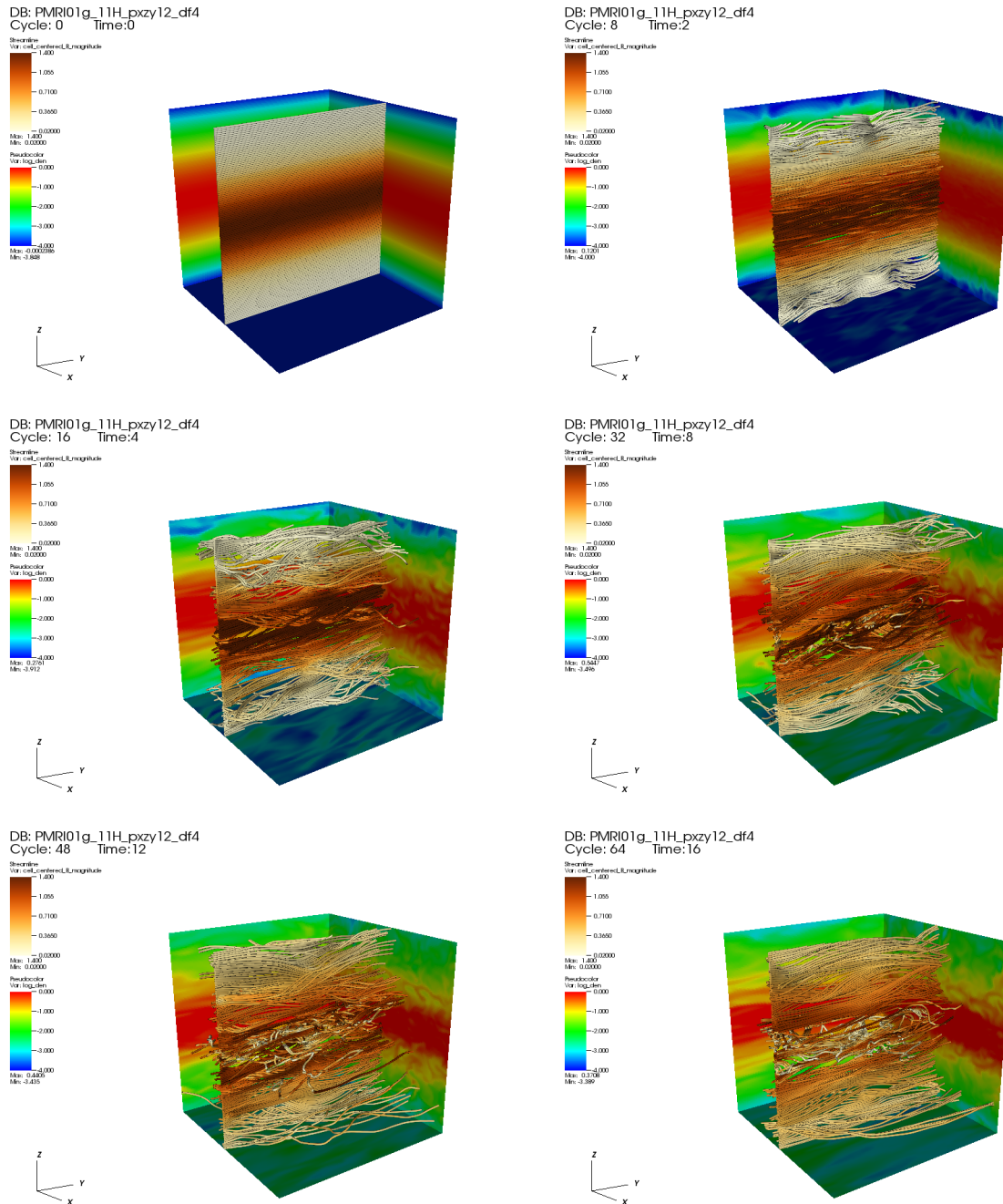


Figura 4.25: Evolução das linhas de campo magnético e da distribuição de densidade de massa em $t = 0, 2P, 4P, 8P, 12P$ e $16P$, para o modelo com fronteiras periódicas na direção vertical. As cores correspondem às mesmas adotadas nos diagramas da Figura 4.12.

a IMR, desencadeada pelo campo vertical (produzido pela IPRT), leva a turbulência e à ação de dínamo no sistema.

A maior parte de nossas simulações foram realizadas utilizando fronteiras abertas (ou *outflows*) na direção vertical “ z ”, as quais são mais adequadas para representar as coroas de discos de acreção. Em contrapartida, a presença destas condições de fronteira permite que o campo magnético seja transportado para fora do domínio computacional, de maneira que a intensidade do campo total decaia significativamente com o tempo, apesar da geração de novos fluxos pelo processo de dínamo no disco induzido pela IMR. Em outras palavras, como β aumenta nas simulações com fronteira aberta devido ao fluxo magnético que flui para fora do domínio computacional, só poderíamos assegurar uma conservação efetiva do fluxo se forçássemos que novos campos fossem adicionados às simulações, em cada instante de tempo (assim como realizado por [Bai e Stone, 2013](#)).

Essa condição, isto é, a manutenção de um fluxo magnético quase-estacionário no sistema, foi artificialmente conseguida em uma de nossas simulações quando adotamos uma fronteira periódica na direção vertical (Figura 4.24). Porém, nesse caso, a construção natural da coroa ficou prejudicada pela ausência da fronteira aberta na direção “ z ”. Logo, para um estudo mais realista dos processos que levam à formação da coroa e dos arcos magnéticos em discos de acreção, precisaremos realizar simulações globais destes sistemas. Isso será realizado futuramente por meio da utilização de uma versão modificada do código ATHENA, que empregamos no presente estudo.

Os resultados que obtivemos para sistemas com fronteiras verticais abertas, que apontam para um lento decréscimo temporal do fluxo magnético do sistema disco de acreção/coróa, mesmo em presença do dínamo, embora afetados pelas limitações de metodologia numérica, pode por outro lado, ser um indício de que o transporte radial do campo magnético (veja, e.g., [Okuzumi et al., 2014](#)) das regiões mais externas do disco de acreção para as mais internas, pode ter um importante papel na reposição dos campos que são transportados verticalmente para fora do sistema. Caso essa reposição dos campos não ocorra, os nossos resultados dos modelos com fronteiras abertas indicam que os arcos magnéticos devem ser produzidos somente em uma fase transitória do sistema, com um período de aproximadamente vinte órbitas. O modelo com fronteiras periódicas reforça a discussão acima, uma vez que verificamos que o sistema mantém-se ativo por todo o período estudado (da ordem de cem orbitais) com fluxo de campo aproximadamente constante. Nesse caso, o campo

magnético total não decai e os valores de β mantêm-se relativamente baixos, da ordem de 10 no disco, e abaixo de 0.3 na região coronal. Estes últimos resultados são similares aos obtidos por [Johansen e Levin \(2008\)](#), que realizaram simulações sob as mesmas circunstâncias, porém, por um período bem mais curto, de aproximadamente vinte períodos orbitais.

Com a presença de fronteiras periódicas, o valor máximo alcançado pelo tensor de *stress* de Maxwell normalizado pela pressão inicial no meio plano do disco, é inferior ao esperado ($T_{xy}/P_0 \sim 0.06$). Estimativas a partir de observações de sistemas *FU Orionis*, por exemplo, considerando-se as escalas de tempo viscosas no estado mais ativo destes sistemas (*outburst state*), indicam valores máximos para o parâmetro de viscosidade $\alpha \sim T_{xy}/P$ da ordem de 0.2 (veja [Zhu et al., 2007](#)). Apesar das nossas simulações corresponderem à ação inicial de campos magnéticos puramente azimutais, valores de $\alpha \sim 0.01$ são encontrados em vários estudos envolvendo a formação da IMR, tanto em sistemas homogêneos quanto estratificados, porém impondo inicialmente campos verticais (veja [Hawley et al., 1995](#); [Stone et al., 1996](#); [Fromang e Stone, 2009](#); [Davis et al., 2010](#)). Isto indica que ingredientes adicionais deveriam ser levados em conta em nossas simulações para aumentar o valor de α , assim como realizado, por exemplo, por [Bai e Stone \(2013\)](#). Estes autores demonstraram que a imposição de campos poloidais de larga escala aplicadas a este tipo de simulações podem aumentar os valores de α e explicar as estimativas observacionais discutidas acima, embora eles não expliquem como esses campos poderiam surgir naturalmente. Em contrapartida, em nossas simulações, onde o campo vertical desenvolve-se naturalmente a partir da IPRT, verificamos que o valor máximo para o tensor de *stress* de Maxwell foi alcançado em função dessa instabilidade, ao invés da IMR. Mais precisamente, verificamos que o pico de atividade desta variável é alcançado no momento que a IPRT deixa de dominar a evolução do sistema e a IMR passa a desenvolver-se, e o valor desta variável passa a cair (o que pode ser observado em todos os modelos, independente dos valores iniciais de β ou parâmetro q).

Por fim, a presença de máximos locais na região coronal, formadas em função da ascensão de arcos magnéticos pela IPRT, é um indício da presença de eventos de reconexão magnética. Esta acarreta remoção parcial de fluxo e também induz turbulência na região coronal. Do mesmo modo, quando a IMR passa a dominar e induz turbulência no disco, esperamos que o mesmo ocorra nas regiões mais altas do sistema, uma vez que o campo será

transportado para estas regiões a partir das forças de empuxo magnético, mesmo quando a IPRT deixa de dominar a evolução do sistema. A ação do empuxo na fase em que a IMR domina foi observada em todos os modelos, para diferentes valores de β . Assim, a presença da turbulência e dos arcos magnéticos com campos de polaridade oposta muito próximos podem levar a eventos de reconexão “rápida” (Lazarian e Vishniac, 1999), dando suporte aos estudos analíticos e resultados apresentados nos capítulos 2 e 3, onde eventos de reconexão magnética “rápida”, na região coronal próxima ao buraco negro central, foram postulados para explicar fenômenos de emissão não-térmica e de altas energias nas regiões nucleares de microquasares e LLAGNs (Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh, 2015; Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki, 2015).

Conclusões e Perspectivas

Nesta tese, estudamos processos magneto-hidrodinâmicos associados a discos de acreção, tanto analítica quanto numericamente. No capítulo 2, revisitamos o modelo desenvolvido por [de Gouveia dal Pino e Lazarian \(2005\)](#) para explicar as emissões *flare* em rádio em microquasares (em particular, aquelas observadas na fonte GRS 1915 + 105) e sua extensão para o caso dos AGNs, realizada por [de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki \(2010\)](#). Neste modelo, eventos de reconexão magnética “rápida” induzidas por uma resistividade anômala, que podem ocorrer nas regiões coronais mais internas ao redor de um disco de acreção geometricamente fino e opticamente espesso ([Shakura e Sunyaev, 1973](#)), próximo ao buraco negro central, são responsáveis pelo aquecimento da região coronal e pela aceleração de partículas a velocidades relativísticas por um processo de Fermi de primeira ordem. Nesse capítulo, calculamos a potência magnética liberada em eventos de reconexão “rápida” induzidas por turbulência, e a comparamos com a luminosidade em rádio e em raios-gama observadas de 328 fontes astrofísicas, incluindo LLAGNs, blazares, microquasares e GRBs. Os resultados apresentados indicam que para o caso dos microquasares e LLAGNs, a potência magnética liberada por eventos de reconexão “rápida” induzidos por turbulência ao redor de buracos negros é capaz de explicar as emissões rádio nuclear e raios-gama destas fontes, indicando que as regiões mais internas destes sistemas podem ser propícias para a aceleração das partículas e produção da emissão não-térmica associada. Também verificamos que os eventos de reconexão “rápida” desencadeados pelo mecanismo de resistividade anômala são claramente menos eficientes para explicar a emissão da maior parte das fontes das amostras apresentadas nesta tese, enquanto que o mecanismo de turbulência além de ser mais apropriado, resulta numa dependência entre a potência magnética e a massa dos buracos negros das fontes que é compatível com as observações,

varrendo 10 ordens de magnitude em massas dos buracos negros e 6 ordens de magnitude em luminosidade observada dessas fontes (veja as figuras 2.4 a 2.6). Este resultado é consistente com o obtido anteriormente por de Gouveia Dal Pino, Piovezan e Kadowaki (2010), que aplicaram a uma amostra bem menor de fontes e somente para a emissão rádio.

Por outro lado, no caso dos blazares e GRBs, os resultados indicam que a potência liberada por reconexão magnética “rápida” na região nuclear não é suficiente para explicar as emissões para a maioria destas fontes (figuras 2.7 e 2.8), mesmo quando incluímos a correção por *Doppler boosting*. Entretanto, esse resultado já era esperado, pois tais fontes possuem jatos relativísticos apontando para a linha de Visada, de modo que a emissão nesses casos deve ser predominantemente produzida ao longo do jato. Os resultados desse capítulo foram publicados em Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh (2015).

No Capítulo 3, ao invés de utilizar um disco geometricamente fino, a potência liberada em eventos de reconexão magnética “rápida” induzidos por turbulência foi calculada admitindo-se um modelo disco espesso, opticamente fino e magneticamente dominante, num regime sub-Kepleriano, denominado de MDAF (veja Narayan e McClintock, 2008; Meier, 2005, 2012). Assim como no capítulo anterior, os resultados obtidos foram comparados com as luminosidades em rádio e em raios-gama em função das massas dos buracos negros centrais da mesma amostra de fontes. A partir desta comparação, verificou-se que os resultados são similares aos obtidos no Capítulo 2, implicando que eventos de reconexão magnética “rápida” são pouco sensíveis aos parâmetros do disco de acreção. Os resultados desse capítulo foram publicados em Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki (2015).

É interessante destacar também que o modelo estudado neste trabalho foi objeto de novos testes bem-sucedidos em estudos recentes da distribuição de energia espectral (SED) de algumas das fontes selecionadas do diagrama da Figura 2.8, para as quais há detecções no espectro completo até energias da ordem de TeVs. Mais especificamente, Khiali, de Gouveia Dal Pino e Sol (2015) e Khiali, de Gouveia Dal Pino e del Valle (2015) calcularam as SEDs, do rádio aos raios-gama, de um conjunto de fontes das classes dos microquasares e LLAGNs, utilizando o modelo de reconexão magnética na região nuclear aqui discutido e obtiveram resultados consistentes com as observações.

No capítulo 4, estudamos a formação de coroas magnetizadas turbulentas e de campos magnéticos em larga escala, ao redor de discos de acreção, induzidos pelas instabilidades Parker-Rayleigh-Taylor e magneto-rotacional, a partir de simulações numéricas 3D-MHD

locais, utilizando uma aproximação denominada de *shearing-box* (veja [Hawley et al., 1995](#)). A produção destes campos em arcos magnéticos e a presença de turbulência têm um importante papel no desencadeamento dos processos de reconexão magnética “rápida” descritos nos capítulos anteriores. A partir deste estudo numérico, verificamos que as condições de fronteira alteram significativamente os resultados das simulações quando comparados com estudos similares realizados na literatura (veja [Johansen e Levin, 2008](#)). Apesar das condições de fronteira por nós utilizadas serem as mais adequadas para representar as coroas de discos de acreção, limitações na aproximação da *shearing-box* fazem com que o campo magnético total no interior do domínio computacional diminua devido ao transporte do fluxo magnético através das fronteiras verticais. Um processo de dínamo se faz presente devido à ação das instabilidades magneto-rotacional e Parker-Rayleigh-Taylor, porém, este não é suficiente para repor todo campo magnético perdido através das fronteiras verticais. A possibilidade de um transporte radial do campo magnético, das regiões externas ao disco de acreção para uma eventual reposição, não é possível nas simulações *shearing-box*. Por fim, a presença de regiões com picos de densidade de corrente na região coronal, formadas em função da ascensão e aproximação de arcos magnéticos pela instabilidade Parker-Rayleigh-Taylor, e de turbulência pela instabilidade magneto-rotacional, é um indício da presença de eventos de reconexão magnética, um resultado que fornece suporte aos cálculos descritos neste trabalho, da potência magnética extraída de eventos de reconexão “rápida” turbulenta nas regiões mais internas de microquasares e LLAGNs.

As limitações do método de *shearing-box*, bem como a simplicidade do modelo analítico de reconexão magnética “rápida” ao redor do buraco negro aqui estudado, embora promissor para explicar a emissão não-térmica, particularmente das altas energias (de GeV a TeV), dos microquasares e LLAGNs, precisa ser ainda investigado em maior profundidade por meio de modelagem numérica multidimensional magneto-hidrodinâmica relativística em simulações globais. Essa análise permitirá testar: a formação da coroa magnetizada ao redor do disco de acreção e buraco negro, os efeitos da taxa de acreção para diferentes geometrias do disco, a formação e transporte das linhas do campo magnético do disco e da coroa para as regiões mais próximas do buraco negro, a formação da magnetosfera do buraco negro, e finalmente os efeitos da relatividade geral (i.e., de curvatura) e também do *spin* do buraco negro sobre os eventos de reconexão magnética nas proximidades deste. Além disso, estudos da emissão da radiação não-térmica produzida por partículas de teste

aceleradas na região de reconexão nessas fontes nos permitirá mapear os fluxos emergentes para comparação direta com observações multi-frequência, em particular, em raios-gama. Esta última sofrerá nos próximos anos um impulso enorme com a construção das novas gerações de telescópios de altas energias que terão uma sensibilidade e intervalos de energia sem precedentes, tal como o Cherenkov Telescope Array (CTA; veja [Actis et al., 2011](#); [Acharya et al., 2013](#); [Sol et al., 2013](#)). Observações em vários comprimentos de onda (tais como [Hovatta et al., 2014](#)) serão cruciais para revelar a região de origem da emissão em altas energias e o verdadeiro mecanismo de aceleração. Assim, futuramente, dar-se-á continuidade a esses estudos, envolvendo simulações numéricas globais de discos de acreção com coroa e fonte central, varrendo-se um extenso espaço paramétrico e considerando-se quando necessários os efeitos da relatividade geral sobre o sistema envolvendo um buraco negro. Para tal, deveremos empregar uma versão modificada do código ATHENA, integrada as equações GRMHD (veja [Stone et al., 2008](#); [White et al., 2016](#)). Recentemente, [Dexter et al. \(2014\)](#) e [O' Riordan et al. \(2016\)](#) realizaram simulações GRMHD e verificaram o desenvolvimento de reconexão na magnetosfera de buracos negros em consistência qualitativa com o modelo de [de Gouveia dal Pino e Lazarian \(2005\)](#), porém, tais eventos não foram estudados em detalhe por estes autores.

Para esse fim, pretendemos construir uma configuração apropriada para o disco de acreção e coroa ao redor do objeto central e de sua magnetosfera. Para o disco de acreção, consideraremos diferentes modelos que possam contemplar os diferentes estados do mesmo, isto é, consideraremos discos finos e opticamente espessos ([Shakura e Sunyaev, 1973](#)) e também discos geometricamente espessos e opticamente finos (e.g., MDAF; [Narayan e McClintock, 2008](#); [Meier, 2005, 2012](#)). A coroa rarefeita e magnetizada ao redor do disco e do buraco negro, será naturalmente construída inicialmente em equilíbrio magnetostático com o disco de acreção. Campos magnéticos de larga escala inicialmente embebidos no disco e também ao redor do buraco negro (transportado pelo o disco até os arredores da ergosfera deste) serão também considerados. Examinaremos, também, o papel do *spin* do buraco negro no processo de transferência de momento angular deste para o disco (e para o jato) através das linhas do campo ([Blandford e Znajek, 1977](#)), e no processo de reconexão magnética entre as linhas que emergem do disco para a coroa e as linhas da magnetosfera do buraco negro.

Pretendemos, também, combinar o estudo numérico acima com os estudos de processos

radiativos de altas energias que são produzidos nos arredores de buracos negros e fontes compactas. Esses estudos nos permitirão fazer previsões realistas para comparação com as observações das curvas de luz e das SEDs dessas fontes, nas altas energias, de origem ainda mal compreendida. Em particular, conforme descrito anteriormente, observações em raios-gama em altíssimas energias serão possíveis somente com a construção do maior observatório de raios gama: o CTA e o precursor deste, o *ASTRI Mini-Array*. Assim, iremos nos antecipar ao *ASTRI Mini-Array* e ao CTA, com estudos híbridos, combinando a distribuição dos campos de densidade, radiação e magnéticos obtidos das simulações numéricas ao redor das fontes compactas, com estudos de aceleração de partículas relativísticas por processos de Fermi atrás de choques e em regiões de reconexão, e também com cálculos de transferência radiativa não-térmicos.

Referências Bibliográficas

- Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al., Fermi Large Area Telescope Gamma-Ray Detection of the Radio Galaxy M87, *ApJ*, 2009, vol. 707, p. 55
- Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al., Fermi Large Area Telescope View of the Core of the Radio Galaxy Centaurus A, *ApJ*, 2010, vol. 719, p. 1433
- Abramowski A., Acero F., Aharonian F., Akhperjanian A. G., Anton G., Balzer A., Barnacka A., Barres de Almeida U., Becherini Y., Becker J., et al. The 2010 Very High Energy γ -Ray Flare and 10 Years of Multi-wavelength Observations of M 87, *ApJ*, 2012, vol. 746, p. 151
- Acharya B. S., Actis M., Aghajani T., Agnetta G., Aguilar J., Aharonian F., Ajello M., Akhperjanian A., Alcubierre M., Aleksić J., et al. Introducing the CTA concept, *Astroparticle Physics*, 2013, vol. 43, p. 3
- Acheson D. J., Instability by magnetic buoyancy, *Sol. Phys.*, 1979, vol. 62, p. 23
- Ackermann M., Ajello M., Allafort A., et al., Search for Gamma-ray Emission from X-Ray-selected Seyfert Galaxies with Fermi-LAT, *ApJ*, 2012, vol. 747, p. 104
- Actis M., Agnetta G., Aharonian F., Akhperjanian A., Aleksić J., Aliu E., Allan D., Allekotte I., Antico F., Antonelli L. A., et al. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy, *Experimental Astronomy*, 2011, vol. 32, p. 193
- Albert J., Aliu E., Anderhub H., Antoranz P., et al., Very High Energy Gamma-Ray Radiation from the Stellar Mass Black Hole Binary Cygnus X-1, *ApJ*, 2007, vol. 665, p. L51

- Aleksić J., Ansoldi S., Antonelli L. A., et al., Contemporaneous observations of the radio galaxy NGC 1275 from radio to very high energy γ -rays, *A&A*, 2014, vol. 564, p. A5
- Aleksić J., Antonelli L. A., Antoranz P., et al., Magic Constraints on γ -ray Emission from Cygnus X-3, *ApJ*, 2010, vol. 721, p. 843
- Aleksić J., Antonelli L. A., Antoranz P., et al., Rapid and multiband variability of the TeV bright active nucleus of the galaxy IC 310, *A&A*, 2014, vol. 563, p. A91
- Aschwanden M. J., Poland A. I., Rabin D. M., *The New Solar Corona*, *ARA&A*, 2001, vol. 39, p. 175
- Bai X.-N., Stone J. M., Local Study of Accretion Disks with a Strong Vertical Magnetic Field: Magnetorotational Instability and Disk Outflow, *ApJ*, 2013, vol. 767, p. 30
- Balbus S. A., Gammie C. F., Hawley J. F., *Fluctuations, dissipation and turbulence in accretion discs*, *MNRAS*, 1994, vol. 271, p. 197
- Balbus S. A., Hawley J. F., A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution, *ApJ*, 1991, vol. 376, p. 214
- Balbus S. A., Hawley J. F., Is the Oort A-value a universal growth rate limit for accretion disk shear instabilities?, *ApJ*, 1992, vol. 392, p. 662
- Balbus S. A., Hawley J. F., Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks, *Reviews of Modern Physics*, 1998, vol. 70, p. 1
- Balsara D. S., Spicer D. S., *A Staggered Mesh Algorithm Using High Order Godunov Fluxes to Ensure Solenoidal Magnetic Fields in Magnetohydrodynamic Simulations*, *Journal of Computational Physics*, 1999, vol. 149, p. 270
- Basu S., Mouschovias T. C., Paleologou E. V., Dynamical Effects of the Parker Instability in the Interstellar Medium, *ApJ*, 1997, vol. 480, p. L55
- Beckwith K., Hawley J. F., Krolik H. J., *Transport of Large-Scale Poloidal Flux in Black Hole Accretion*, *ApJ*, 2009, vol. 707, p. 428

- Belloni T., Homan J., Casella P., van der Klis M., Nespoli E., Lewin W. H. G., Miller J. M., Méndez M., The evolution of the timing properties of the black-hole transient GX 339-4 during its 2002/2003 outburst, *A&A*, 2005, vol. 440, p. 207
- Bhattacharjee A., Hameiri E., Self-consistent dynamolike activity in turbulent plasmas, *Physical Review Letters*, 1986, vol. 57, p. 206
- Bhattacharjee A., Huang Y.-M., Yang H., Rogers B., Fast reconnection in high-Lundquist-number plasmas due to the plasmoid Instability, *Physics of Plasmas*, 2009, vol. 16, p. 112102
- Biskamp D., Schwarz E., Drake J. F., Two-fluid theory of collisionless magnetic reconnection, *Physics of Plasmas*, 1997, vol. 4, p. 1002
- Blandford R. D., Payne D. G., *Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets*, *A&A*, 1982, vol. 199, p. 883
- Blandford R. D., Znajek R. L., *Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes*, *MNRAS*, 1977, vol. 179, p. 433
- Bodaghee A., Tomsick J. A., Pottschmidt K., Rodriguez J., Wilms J., Pooley G. G., Gamma-Ray Observations of the Microquasars Cygnus X-1, Cygnus X-3, GRS 1915+105, and GX 339-4 with the Fermi Large Area Telescope, *ApJ*, 2013, vol. 775, p. 98
- Bodenheimer P., Laughlin G. P., Rózycka M., Yorke H. W., eds., 2007 *Numerical Methods in Astrophysics: An Introduction*
- Bolton C. T., *Dimensions of the Binary System HDE 226868 = Cygnus X-1*, *Nature*, 1972, vol. 240, p. 124
- Bondi H., On spherically symmetrical accretion, *MNRAS*, 1952, vol. 112, p. 195
- Bosch-Ramon V., Rieger F. M., Exploring Particle Acceleration in Gamma-Ray Binaries. In *Astroparticle, Particle, Space Physics and Detectors For Physics Applications - Proceedings of the 13th ICATPP Conference*. Edited by Giani Simone et al. Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2012. ISBN #9789814405072, pp. 219-225 , 2012, p. 219

- Bosch-Ramon V., Romero G. E., Paredes J. M., High-mass microquasars and low-latitude gamma-ray sources, *A&A*, 2005, vol. 429, p. 267
- Brandenburg A., Nordlund A., Stein R. F., Torkelsson U., Dynamo-generated Turbulence and Large-Scale Magnetic Fields in a Keplerian Shear Flow, *ApJ*, 1995, vol. 446, p. 741
- Chandrasekhar S., The Stability of Non-Dissipative Couette Flow in Hydromagnetics, *Proceedings of the National Academy of Science*, 1960, vol. 46, p. 253
- Chen B., Bastian T. S., Shen C., Gary D. E., Krucker S., Glesener L., Particle acceleration by a solar flare termination shock, *Science*, 2015, vol. 350, p. 1238
- Cheung M. C. M., Isobe H., Flux Emergence (Theory), *Living Reviews in Solar Physics*, 2014, vol. 11
- Cho J., Lazarian A., Imbalanced Relativistic Force-free Magnetohydrodynamic Turbulence, *ApJ*, 2014, vol. 780, p. 30
- Davis S. W., Stone J. M., Pessah M. E., Sustained Magnetorotational Turbulence in Local Simulations of Stratified Disks with Zero Net Magnetic Flux, *ApJ*, 2010, vol. 713, p. 52
- de Gouveia Dal Pino E. M., *Apostila de Plasmas em Astrofísica*, <https://plasmaastrophysics.wordpress.com/>, 2013
- de Gouveia Dal Pino E. M., del Valle M. V., Kadowaki L. H. S., Khiali B., Kowal G., Mizuno Y., Singh C. B., Magnetic Reconnection on Jet-Accretion disk Systems, *ArXiv e-prints*, 2016
- de Gouveia Dal Pino E. M., Kowal G., Particle Acceleration by Magnetic Reconnection. In *Magnetic Fields in Diffuse Media*, vol. 407 of *Astrophysics and Space Science Library*, 2015, p. 373
- de Gouveia Dal Pino E. M., Kowal G., Kadowaki L. H. S., Piovezan P., Lazarian A., *Magnetic Field Effects Near the Launching Region of Astrophysical Jets*, *International Journal of Modern Physics D*, 2010, vol. 19, p. 729
- de Gouveia Dal Pino E. M., Kowal G., Lazarian A., Fermi Acceleration in Magnetic Reconnection Sites. In *8th International Conference of Numerical Modeling of Space Plasma*

- Flows (ASTRONUM 2013) , vol. 488 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 2014, p. 8
- de Gouveia dal Pino E. M., Lazarian A., Production of the large scale superluminal ejections of the microquasar GRS 1915+105 by violent magnetic reconnection, *A&A*, 2005, vol. 441, p. 845
- de Gouveia Dal Pino E. M., Piovezan P. P., Kadowaki L. H. S., *The role of magnetic reconnection on jet/accretion disk systems*, *A&A*, 2010, vol. 518, p. 5
- del Valle M. V., de Gouveia Dal Pino E. M., Kowal G., Properties of the first-order Fermi acceleration in fast magnetic reconnection driven by turbulence in collisional magnetohydrodynamical flows, *MNRAS*, 2016, vol. 463, p. 4331
- Dexter J., McKinney J. C., Markoff S., Tchekhovskoy A., Transient jet formation and state transitions from large-scale magnetic reconnection in black hole accretion discs, *MNRAS*, 2014, vol. 440, p. 2185
- Dhawan V., Mirabel I. F., Rodríguez L. F., *AU-Scale Synchrotron Jets and Superluminal Ejecta in GRS 1915+105*, *ApJ*, 2000, vol. 543, p. 373
- Diamond P. H., Malkov M., Dynamics of helicity transport and Taylor relaxation, *Physics of Plasmas*, 2003, vol. 10, p. 2322
- Donnelly R. J., Ozima M., Hydromagnetic Stability of Flow Between Rotating Cylinders, *Physical Review Letters*, 1960, vol. 4, p. 497
- Drake J. F., Opher M., Swisdak M., Chamoun J. N., A Magnetic Reconnection Mechanism for the Generation of Anomalous Cosmic Rays, *ApJ*, 2010, vol. 709, p. 963
- Drake J. F., Swisdak M., Che H., Shay M. A., Electron acceleration from contracting magnetic islands during reconnection, *Nature*, 2006, vol. 443, p. 553
- Eyink G., Vishniac E., Lalescu C., Aluie H., Kanov K., Bürger K., Burns R., Meneveau C., Szalay A., Flux-freezing breakdown in high-conductivity magnetohydrodynamic turbulence, *Nature*, 2013, vol. 497, p. 466
- Eyink G. L., Lazarian A., Vishniac E. T., Fast Magnetic Reconnection and Spontaneous Stochasticity, *ApJ*, 2011, vol. 743, p. 51

- Falcke H., Körding E., Markoff S., *A scheme to unify low-power accreting black holes. Jet-dominated accretion flows and the radio/X-ray correlation*, A&A, 2004, vol. 414, p. 895
- Fender R. P., Belloni T. M., Gallo E., *Towards a unified model for black hole X-ray binary jets*, MNRAS, 2004, vol. 355, p. 1105
- Fermi LAT Collaboration Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al., *Modulated High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar Cygnus X-3*, Science, 2009, vol. 326, p. 1512
- Foglizzo T., Tagger M., *The Parker instability in disks with differential rotation*, A&A, 1994, vol. 287, p. 297
- Foglizzo T., Tagger M., *The Parker-shearing instability in azimuthally magnetized discs.*, A&A, 1995, vol. 301, p. 293
- Frank J., King A., Raine D., *Accretion power in astrophysics*. 3rd ed., Cambridge: Cambridge University Press, 1992
- Fromang S., Stone J. M., *Turbulent resistivity driven by the magnetorotational instability*, A&A, 2009, vol. 507, p. 19
- Gebhardt K., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S. M., Filippenko A. V., Green R., Grillmair C., Ho L. C., Kormendy J., Lauer T. R., Magorrian J., Pinkney J., Richstone D., Tremaine S., *A Relationship between Nuclear Black Hole Mass and Galaxy Velocity Dispersion*, ApJ, 2000, vol. 539, p. L13
- Giannios D., *UHECRs from magnetic reconnection in relativistic jets*, MNRAS, 2010, vol. 408, p. L46
- Goedbloed J. P. H., Poedts S., *Principles of Magnetohydrodynamics*, 2004
- Goldreich P., Lynden-Bell D., *II. Spiral arms as sheared gravitational instabilities*, MNRAS, 1965, vol. 130, p. 125
- Guerrero G., de Gouveia Dal Pino E. M., *Flux-dominated solar dynamo model with a thin shear layer*, AN, 2007a, vol. 328, p. 1122

- Guerrero G., de Gouveia Dal Pino E. M., *How does the shape and thickness of the tachocline affect the distribution of the toroidal magnetic fields in the solar dynamo?*, A&A, 2007b, vol. 464, p. 341
- Guerrero G., de Gouveia Dal Pino E. M., *Turbulent magnetic pumping in a Babcock-Leighton solar dynamo model*, A&A, 2008, vol. 485, p. 267
- Guerrero G., Dikpati M., de Gouveia Dal Pino E. M., *The Role of Diffusivity Quenching in Flux-transport Dynamo Models*, ApJ, 2009, vol. 701, p. 725
- Gültekin K., Cackett E. M., Miller J. M., Di Matteo T., Markoff S., Richstone D. O., *The Fundamental Plane of Accretion onto Black Holes with Dynamical Masses*, ApJ, 2009, vol. 706, p. 404
- Guo Z. B., Diamond P. H., Wang X. G., *Magnetic Reconnection, Helicity Dynamics, and Hyper-diffusion*, ApJ, 2012, vol. 757, p. 173
- Hannikainen D., Wu K., Campbell-Wilson D., Hunstead R., Lovell J., McIntyre V., Reynolds J., Soria R., Tzioumis T., *Radio emission from the X-ray transient XTE J1550-564*, ESA Special Publication, 2001, vol. 459, p. 291
- Hawley J. F., Gammie C. F., Balbus S. A., *Local Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Accretion Disks*, ApJ, 1995, vol. 440, p. 742
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., *A Search for “Dwarf” Seyfert Nuclei. III. Spectroscopic Parameters and Properties of the Host Galaxies*, ApJS, 1997, vol. 112, p. 315
- Hovatta T., Pavlidou V., King O. G., Mahabal A., Sesar B., Dancikova R., Djorgovski S. G., Drake A., Laher R., Levitan D., Max-Moerbeck W., Ofek E. O., Pearson T. J., Prince T. A., Readhead A. C. S., Richards J. L., Surace J., *Connection between optical and γ -ray variability in blazars*, MNRAS, 2014, vol. 439, p. 690
- Huang C.-Y., Wu Q., Wang D.-X., *Modelling the ‘outliers’ track of the radio-X-ray correlation in X-ray binaries based on a disc-corona model*, MNRAS, 2014, vol. 440, p. 965

- Igumenshchev I. V., Magnetic Inversion as a Mechanism for the Spectral Transition of Black Hole Binaries, *ApJ*, 2009, vol. 702, p. L72
- Isobe H., Miyagoshi T., Shibata K., Yokoyama T., Filamentary structure on the Sun from the magnetic Rayleigh-Taylor instability, *Nature*, 2005, vol. 434, p. 478
- Israel F. P., Centaurus A - NGC 5128, *A&A Rev.*, 1998, vol. 8, p. 237
- Jacobson A. R., Moses R. W., Nonlocal dc electrical conductivity of a Lorentz plasma in a stochastic magnetic field, *Phys. Rev. A*, 1984, vol. 29, p. 3335
- Johansen A., Levin Y., High accretion rates in magnetised Keplerian discs mediated by a Parker instability driven dynamo, *A&A*, 2008, vol. 490, p. 501
- Jorstad S. G., Marscher A. P., Lister M. L., Stirling A. M., Cawthorne T. V., Gear W. K., Gómez J. L., Stevens J. A., Smith P. S., Forster J. R., Robson E. I., Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array, *AJ*, 2005, vol. 130, p. 1418
- Kadler M., Eisenacher D., Ros E., Mannheim K., Elsässer D., Bach U., The blazar-like radio structure of the TeV source IC 310, *A&A*, 2012a, vol. 538, p. L1
- Kadler M., Eisenacher D., Ros E., Mannheim K., Elsässer D., Bach U., The blazar-like radio structure of the TeV source IC 310, *A&A*, 2012b, vol. 538, p. L1
- Kadowaki L. H. S., Reconexão magnética em discos de acreção e seus efeitos sobre a formação e aceleração de jatos: um estudo teórico-numérico, Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2011, Dissertação de Mestrado, 151 p.
- Kadowaki L. H. S., de Gouveia Dal Pino E. M., Singh C. B., The Role of Fast Magnetic Reconnection on the Radio and Gamma-ray Emission from the Nuclear Regions of Microquasars and Low Luminosity AGNs, *ApJ*, 2015, vol. 802, p. 113
- Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K., Compact radio sources, *ARA&A*, 1981, vol. 19, p. 373
- Kharb P., Lister M. L., Cooper N. J., Extended Radio Emission in MOJAVE Blazars: Challenges to Unification, *ApJ*, 2010, vol. 710, p. 764

-
- Khiali B., de Gouveia Dal Pino E. M., High-energy neutrino emission from the core of low luminosity AGNs triggered by magnetic reconnection acceleration, *MNRAS*, 2016, vol. 455, p. 838
- Khiali B., de Gouveia Dal Pino E. M., del Valle M. V., A magnetic reconnection model for explaining the multiwavelength emission of the microquasars Cyg X-1 and Cyg X-3, *MNRAS*, 2015, vol. 449, p. 34
- Khiali B., de Gouveia Dal Pino E. M., Sol H., Particle Acceleration and gamma-ray emission due to magnetic reconnection around the core region of radio galaxies, *ArXiv e-prints*, 2015
- Kim J., Hong S. S., Ryu D., The Parker Instability under a Linear Gravity, *ApJ*, 1997, vol. 485, p. 228
- King A. R., Pringle J. E., Livio M., Accretion disc viscosity: how big is alpha?, *MNRAS*, 2007, vol. 376, p. 1740
- King A. R., Pringle J. E., West R. G., Livio M., Variability in black hole accretion discs, *MNRAS*, 2004, vol. 348, p. 111
- Körding E., Falcke H., Corbel S., Refining the fundamental plane of accreting black holes, *A&A*, 2006, vol. 456, p. 439
- Kowal G., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., Magnetohydrodynamic Simulations of Reconnection and Particle Acceleration: Three-dimensional Effects, *ApJ*, 2011, vol. 735, p. 102
- Kowal G., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., *Particle Acceleration in Turbulence and Weakly Stochastic Reconnection*, *PhRvL*, 2012, vol. 108, p. 1102
- Kowal G., Lazarian A., Vishniac E. T., Otmianowska-Mazur K., *Numerical Tests of Fast Reconnection in Weakly Stochastic Magnetic Fields*, *ApJ*, 2009, vol. 700, p. 63
- Krolik J. H., Piran T., Swift J1644+57: A White Dwarf Tidally Disrupted by a $10^4 M_{sun}$ Black Hole?, *ApJ*, 2011, vol. 743, p. 134
- Krolik J. H., Piran T., Jets from Tidal Disruptions of Stars by Black Holes, *ApJ*, 2012, vol. 749, p. 92

- Kulsrud R. M., MHD description of plasma. 1st ed. Amsterdam: Elsevier Science Publishers B.Y., 1983, 1
- Lazarian A., Astrophysical Implications of Turbulent Reconnection: from cosmic rays to star formation. In Magnetic Fields in the Universe: From Laboratory and Stars to Primordial Structures. , vol. 784 of American Institute of Physics Conference Series, 2005, p. 42
- Lazarian A., Eyink G. L., Vishniac E. T., Kowal G., Magnetic Reconnection in Astrophysical Environments. In Magnetic Fields in Diffuse Media , vol. 407 of Astrophysics and Space Science Library, 2015, p. 311
- Lazarian A., Vishniac E. T., Reconnection in a Weakly Stochastic Field, ApJ, 1999, vol. 517, p. 700
- Lazarian A., Vlahos L., Kowal G., Yan H., Beresnyak A., de Gouveia Dal Pino E. M., Turbulence, Magnetic Reconnection in Turbulent Fluids and Energetic Particle Acceleration, Space Sci. Rev., 2012, vol. 173, p. 557
- Li Z.-Y., Wu X.-B., Wang R., The Black Hole Fundamental Plane: Revisited with a Larger Sample of Radio and X-Ray-Emitting Broad-Line AGNs, ApJ, 2008, vol. 688, p. 826
- Lin R. P., Hudson H. S., 10 100 keV electron acceleration and emission from solar flares, Sol. Phys., 1971, vol. 17, p. 412
- Litvinenko Y. E., Particle Acceleration in Reconnecting Current Sheets with a Nonzero Magnetic Field, ApJ, 1996, vol. 462, p. 997
- Liu B. F., Mineshige S., Ohsuga K., Spectra from a Magnetic Reconnection-heated Corona in Active Galactic Nuclei, ApJ, 2003, vol. 587, p. 571
- Liu B. F., Mineshige S., Shibata K., *A Simple Model for a Magnetic Reconnection-heated Corona*, ApJ, 2002, vol. 572, p. 173
- Livio M., Pringle J. E., King A. R., The Disk-Jet Connection in Microquasars and Active Galactic Nuclei, ApJ, 2003, vol. 593, p. 184
- Loureiro N. F., Uzdensky D. A., Schekochihin A. A., Cowley S. C., Yousef T. A., Turbulent magnetic reconnection in two dimensions, MNRAS, 2009, vol. 399, p. L146

-
- Lyutikov M., Lazarian A., Topics in Microphysics of Relativistic Plasmas, *Space Sci. Rev.*, 2013, vol. 178, p. 459
- MacDonald D. A., Thorne K. S., Zhang X.-H., Price R. H., Astrophysical applications of black-hole electrodynamics, 1986, 121
- MacFadyen A. I., Woosley S. E., Collapsars: Gamma-Ray Bursts and Explosions in “Failed Supernovae”, *ApJ*, 1999, vol. 524, p. 262
- Malyshev D., Zdziarski A. A., Chernyakova M., High-energy gamma-ray emission from Cyg X-1 measured by Fermi and its theoretical implications, *MNRAS*, 2013, vol. 434, p. 2380
- Matsumoto R., Tajima T., Shibata K., Kaisig M., Three-dimensional magnetohydrodynamics of the emerging magnetic flux in the solar atmosphere, *ApJ*, 1993, vol. 414, p. 357
- Matthaeus W. H., Lamkin S. L., Rapid magnetic reconnection caused by finite amplitude fluctuations, *Physics of Fluids*, 1985, vol. 28, p. 303
- Matthaeus W. H., Lamkin S. L., Turbulent magnetic reconnection, *Physics of Fluids*, 1986, vol. 29, p. 2513
- McKinney J. C., Narayan R., Disc-jet coupling in black hole accretion systems - I. General relativistic magnetohydrodynamical models, *MNRAS*, 2007a, vol. 375, p. 513
- McKinney J. C., Narayan R., Disc-jet coupling in black hole accretion systems - II. Force-free electrodynamic models, *MNRAS*, 2007b, vol. 375, p. 531
- McKinney J. C., Tchekhovskoy A., Blandford R. D., General relativistic magnetohydrodynamic simulations of magnetically choked accretion flows around black holes, *MNRAS*, 2012, vol. 423, p. 3083
- Meier D. L., Magnetically Dominated Accretion Flows (MDAFS) and Jet Production in the Lowhard State, *Ap&SS*, 2005, vol. 300, p. 55
- Meier D. L., *Black Hole Astrophysics: The Engine Paradigm*, 2012

- Merloni A., Heinz S., di Matteo T., *A Fundamental Plane of black hole activity*, MNRAS, 2003, vol. 345, p. 1057
- Merritt D., Ferrarese L., Black hole demographics from the $M_{BH}-\sigma$ relation, MNRAS, 2001, vol. 320, p. L30
- Middleton M., Done C., Schurch N., High-energy X-ray spectra of Seyferts and Unification schemes for active galactic nuclei, MNRAS, 2008, vol. 383, p. 1501
- Mignone A., Bodo G., Massaglia S., Matsakos T., Tesileanu O., Zanni C., Ferrari A., *PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics*, ApJS, 2007, vol. 170, p. 228
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., *Microquasars in our Galaxy*, Nature, 1998, vol. 392, p. 673
- Miyoshi T., Kusano K., A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics, Journal of Computational Physics, 2005, vol. 208, p. 315
- Nagar N. M., Falcke H., Wilson A. S., *Radio sources in low-luminosity active galactic nuclei. IV. Radio luminosity function, importance of jet power, and radio properties of the complete Palomar sample*, A&A, 2005, vol. 435, p. 521
- Nagar N. M., Falcke H., Wilson A. S., Ulvestad J. S., Radio sources in low-luminosity active galactic nuclei. III. “AGNs” in a distance-limited sample of “LLAGNs”, A&A, 2002, vol. 392, p. 53
- Narayan R., McClintock J. E., Advection-dominated accretion and the black hole event horizon, New A Rev., 2008, vol. 51, p. 733
- Nemmen R., et al. *A Universal Scaling for the Energetics of Relativistic Jets From Black Hole Systems*, Science, 2012, vol. 338, p. 1445
- Neronov A., Aharonian F. A., Production of TeV Gamma Radiation in the Vicinity of the Supermassive Black Hole in the Giant Radio Galaxy M87, ApJ, 2007, vol. 671, p. 85
- Netzer H., *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*, 2013
- O’ Riordan M., Pe’er A., McKinney J. C., Jet Signatures in the Spectra of Accreting Black Holes, ApJ, 2016, vol. 819, p. 95

- Okuzumi S., Takeuchi T., Muto T., Radial Transport of Large-scale Magnetic Fields in Accretion Disks. I. Steady Solutions and an Upper Limit on the Vertical Field Strength, *ApJ*, 2014, vol. 785, p. 127
- Paczyński B., Gamma-ray bursts as hypernovae. In *Gamma-Ray Bursts*, 4th Hunstville Symposium , vol. 428 of American Institute of Physics Conference Series, 1998, p. 783
- Papadopoulos K., A review of anomalous resistivity for the ionosphere, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 1977, vol. 15, p. 113
- Parfrey K., Giannios D., Beloborodov A. M., Black hole jets without large-scale net magnetic flux, *MNRAS*, 2015, vol. 446, p. L61
- Park T., Kashyap V. L., Siemiginowska A., van Dyk D. A., Zezas A., Heinke C., Wargelin B. J., Bayesian Estimation of Hardness Ratios: Modeling and Computations, *ApJ*, 2006, vol. 652, p. 610
- Parker E. N., The Formation of Sunspots from the Solar Toroidal Field., *ApJ*, 1955, vol. 121, p. 491
- Parker E. N., Sweet's Mechanism for Merging Magnetic Fields in Conducting Fluids, *J. Geophys. Res.*, 1957, vol. 62, p. 509
- Parker E. N., The Dynamical State of the Interstellar Gas and Field, *ApJ*, 1966, vol. 145, p. 811
- Parker E. N., The origin of solar activity, *ARA&A*, 1977, vol. 15, p. 45
- Parker E. N., *Cosmical magnetic fields: Their origin and their activity*, 1979
- Petschek H. E., Magnetic Field Annihilation, *NASA Special Publication*, 1964, vol. 50, p. 425
- Piano G., Tavani M., Vittorini V., et al., The AGILE monitoring of Cygnus X-3: transient gamma-ray emission and spectral constraints, *A&A*, 2012, vol. 545, p. A110
- Piran T., Gamma-ray bursts and the fireball model, *Phys. Rep.*, 1999, vol. 314, p. 575
- Piran T., The physics of gamma-ray bursts, *Reviews of Modern Physics*, 2004, vol. 76, p. 1143

- Plotkin R. M., Markoff S., Kelly B. C., KÖrding E., Anderson S. F., Using the Fundamental Plane of black hole activity to distinguish X-ray processes from weakly accreting black holes, *MNRAS*, 2012, vol. 419, p. 267
- Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., Lister M. L., Savolainen T., Jet opening angles and gamma-ray brightness of AGN, *A&A*, 2009, vol. 507, p. L33
- Qiao E., Liu B. F., A Model for the Correlation of Hard X-Ray Index with Eddington Ratio in Black Hole X-Ray Binaries, *ApJ*, 2013, vol. 764, p. 2
- Remillard R. A., McClintock J. E., X-Ray Properties of Black-Hole Binaries, *ARA&A*, 2006, vol. 44, p. 49
- Reynoso M. M., Medina M. C., Romero G. E., A leptohadronic model for high-energy emission from FR I radiogalaxies, *A&A*, 2011, vol. 531, p. A30
- Richstone D., Ajhar E. A., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S. M., Filippenko A. V., Gebhardt K., Green R., Ho L. C., Kormendy J., Lauer T. R., Magorrian J., Tremaine S., Supermassive black holes and the evolution of galaxies., *Nature*, 1998, vol. 395, p. A14
- Rieger F. M., Aharonian F. A., Variable VHE gamma-ray emission from non-blazar AGNs, *A&A*, 2008, vol. 479, p. L5
- Rieger F. M., Bosch-Ramon V., Duffy P., Fermi acceleration in astrophysical jets, *Ap&SS*, 2007, vol. 309, p. 119
- Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Lovelace R. V. E., *Magnetohydrodynamic Simulations of Disk-Magnetized Star Interactions in the Quiescent Regime: Funnel Flows and Angular Momentum Transport*, *ApJ*, 2002, vol. 578, p. 420
- Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Lovelace R. V. E., *MRI-driven accretion on to magnetized stars: axisymmetric MHD simulations*, *MNRAS*, 2011, vol. 416, p. 416
- Romero G. E., Bosch-Ramon V., Paredes J. M., Orellana M., Gamma-Ray Emission from Microquasars: Leptonic vs. Hadronic Models. In *Relativistic Astrophysics Legacy and Cosmology - Einstein's Legacy*, 2007, p. 480

- Romero G. E., Torres D. F., Kaufman Bernadó M. M., Mirabel I. F., Hadronic gamma-ray emission from windy microquasars, *A&A*, 2003, vol. 410, p. L1
- Saikia P., Körding E., Falcke H., Lorentz factor distribution of blazars from the optical Fundamental Plane of black hole activity, *MNRAS*, 2016, vol. 461, p. 297
- Santos-Lima R., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., *The role of turbulent magnetic reconnection on the formation of rotationally supported protostellar disks*, *ApJ*, 2012, vol. 747, p. 21
- Santos-Lima R., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., Disc formation in turbulent cloud cores: is magnetic flux loss necessary to stop the magnetic braking catastrophe or not?, *MNRAS*, 2013, vol. 429, p. 3371
- Santos-Lima R., Lazarian A., de Gouveia Dal Pino E. M., Cho J., *Diffusion of Magnetic Field and Removal of Magnetic Flux from Clouds Via Turbulent Reconnection*, *ApJ*, 2010, vol. 714, p. 442
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., *Black holes in binary systems. Observational appearance*, *A&A*, 1973, vol. 24, p. 337
- Shay M. A., Drake J. F., Denton R. E., Biskamp D., Structure of the dissipation region during collisionless magnetic reconnection, *J. Geophys. Res.*, 1998, vol. 103, p. 9165
- Shibata K., Magara T., Solar Flares: Magnetohydrodynamic Processes, *Living Reviews in Solar Physics*, 2011, vol. 8, p. 6
- Shibata K., Tanuma S., Plasmoid-induced-reconnection and fractal reconnection, *Earth, Planets, and Space*, 2001, vol. 53, p. 473
- Sikora M., Begelman M. C., Magnetic Flux Paradigm for Radio Loudness of Active Galactic Nuclei, *ApJ*, 2013, vol. 764, p. L24
- Singh C. B., de Gouveia Dal Pino E. M., Kadowaki L. H. S., On the Role of Fast Magnetic Reconnection in Accreting Black Hole Sources, *ApJ*, 2015, vol. 799, p. L20
- Soker N., Was an Outburst of Aquila X-1 A Magnetic Flare?, *ApJ*, 2010, vol. 721, p. L189

- Sol H., Zech A., Boisson C., et al., Active Galactic Nuclei under the scrutiny of CTA, *Astroparticle Physics*, 2013, vol. 43, p. 215
- Speiser T. W., Conductivity without collisions or noise, *Planet. Space Sci.*, 1970, vol. 18, p. 613
- Spitzer L., *Physics of Fully Ionized Gases*, 1962
- Spruit H. C., *Magnetohydrodynamic winds and jets from accretion disks*, ARXIV, 1996
- Stone J. M., Gardiner T. A., Implementation of the Shearing Box Approximation in Athena, *ApJS*, 2010, vol. 189, p. 142
- Stone J. M., Gardiner T. A., Teuben P., Hawley J. F., Simon J. B., Athena: A New Code for Astrophysical MHD, *ApJS*, 2008, vol. 178, p. 137
- Stone J. M., Gardiner T. A., Teuben P., Hawley J. F., Simon J. B., , 2010 Athena: Grid-based code for astrophysical magnetohydrodynamics (MHD) *Astrophysics Source Code Library*
- Stone J. M., Hawley J. F., Gammie C. F., Balbus S. A., Three-dimensional Magnetohydrodynamical Simulations of Vertically Stratified Accretion Disks, *ApJ*, 1996, vol. 463, p. 656
- Strauss H. R., Resonant fast dynamo, *Physical Review Letters*, 1986, vol. 57, p. 2231
- Sweet P. A., The Neutral Point Theory of Solar Flares. In *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics* , vol. 6 of IAU Symposium, 1958, p. 123
- Tagger M., Varnière P., Rodriguez J., Pellat R., Magnetic Floods: A Scenario for the Variability of the Microquasar GRS 1915+105, *ApJ*, 2004, vol. 607, p. 410
- Takamoto M., Inoue T., Lazarian A., Turbulent Reconnection in Relativistic Plasmas and Effects of Compressibility, *ApJ*, 2015, vol. 815, p. 16
- Tavani M., Bulgarelli A., Piano G., et al., Extreme particle acceleration in the microquasar CygnusX-3, *Nature*, 2009, vol. 462, p. 620
- Tavecchio F., Ghisellini G., Spine-sheath layer radiative interplay in subparsec-scale jets and the TeV emission from M87, *MNRAS*, 2008a, vol. 385, p. L98

- Tavecchio F., Ghisellini G., The spectrum of the broad-line region and the high-energy emission of powerful blazars, *MNRAS*, 2008b, vol. 386, p. 945
- Tchekhovskoy A., Metzger B. D., Giannios D., Kelley L. Z., Swift J1644+57 gone MAD: the case for dynamically important magnetic flux threading the black hole in a jetted tidal disruption event, *MNRAS*, 2014, vol. 437, p. 2744
- Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J. C., Efficient generation of jets from magnetically arrested accretion on a rapidly spinning black hole, *MNRAS*, 2011, vol. 418, p. L79
- Toro E. F., *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction*. 3rd ed. Springer, 2009, 724
- Tremaine S., Gebhardt K., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S. M., Filippenko A. V., Green R., Grillmair C., Ho L. C., Kormendy J., Lauer T. R., Magorrian J., Pinkney J., Richstone D., *The Slope of the Black Hole Mass versus Velocity Dispersion Correlation*, *ApJ*, 2002, vol. 574, p. 740
- Urry C. M., Padovani P., Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei, *PASP*, 1995, vol. 107, p. 803
- Uzdensky D. A., Magnetic Reconnection in Extreme Astrophysical Environments, *Space Sci. Rev.*, 2011, vol. 160, p. 45
- Uzdensky D. A., Goodman J., Statistical Description of a Magnetized Corona above a Turbulent Accretion Disk, *ApJ*, 2008, vol. 682, p. 608
- Uzdensky D. A., McKinney J. C., Magnetic reconnection with radiative cooling. I. Optically thin regime, *Physics of Plasmas*, 2011, vol. 18, p. 042105
- Uzdensky D. A., Spitkovsky A., Physical Conditions in the Reconnection Layer in Pulsar Magnetospheres, *ApJ*, 2014, vol. 780, p. 3
- Čemeljić M., Shang H., Chiang T.-Y., Magnetospheric Accretion and Ejection of Matter in Resistive Magnetohydrodynamic Simulations, *ApJ*, 2013, vol. 768, p. 5
- Vovk I., Neronov A., Variability of Gamma-Ray Emission from Blazars on Black Hole Timescales, *ApJ*, 2013, vol. 767, p. 103

- Wang D. X., H. L. W., Ma R. Y., *Transfer of energy and angular momentum in the magnetic coupling between a rotating black hole and the surrounding accretion disc*, MNRAS, 2003, vol. 342, p. 851
- Wang D. X., Xiao K., Lei W. H., *Evolution characteristics of the central black hole of a magnetized accretion disc*, MNRAS, 2002, vol. 335, p. 655
- Wang R., Wu X.-B., Kong M.-Z., *The Black Hole Fundamental Plane from a Uniform Sample of Radio and X-Ray-emitting Broad-Line AGNs*, ApJ, 2006, vol. 645, p. 890
- Webster B. L., Murdin P., *Cygnus X-1-a Spectroscopic Binary with a Heavy Companion?*, Nature, 1972, vol. 235, p. 37
- White C. J., Stone J. M., Gammie C. F., *An Extension of the Athena++ Code Framework for GRMHD Based on Advanced Riemann Solvers and Staggered-mesh Constrained Transport*, ApJS, 2016, vol. 225, p. 22
- Wielgus M., Fragile P. C., Wang Z., Wilson J., *Local stability of strongly magnetized black hole tori*, MNRAS, 2015, vol. 447, p. 3593
- Woosley S. E., *Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes*, ApJ, 1993, vol. 405, p. 273
- Xu S., Yan H., *Cosmic-Ray Parallel and Perpendicular Transport in Turbulent Magnetic Fields*, ApJ, 2013, vol. 779, p. 140
- Yamada M., Yoo J., Jara-Almonte J., Ji H., Kulsrud R., Myers C. E., *Conversion of magnetic energy in the magnetic reconnection layer of a laboratory plasma*, Nat Commun, 2014, vol. 5
- Yokoi N., Hoshino M., *Flow-turbulence interaction in magnetic reconnection*, Physics of Plasmas, 2011, vol. 18
- Yuan F., Yu Z., Ho L. C., *Revisiting the "Fundamental Plane" of Black Hole Activity at Extremely Low Luminosities*, ApJ, 2009, vol. 703, p. 1034
- Zamaninasab M., Clausen-Brown E., Savolainen T., Tchekhovskoy A., *Dynamically important magnetic fields near accreting supermassive black holes*, Nature, 2014, vol. 510, p. 126

-
- Zanni C., Ferreira J., *MHD simulations of accretion onto a dipolar magnetosphere. I. Accretion curtains and the disk-locking paradigm*, A&A, 2009, vol. 508, p. 1117
- Zanni C., Ferreira J., *MHD simulations of accretion onto a dipolar magnetosphere. II. Magnetospheric ejections and stellar spin-down*, A&A, 2013, vol. 550, p. A99
- Zenitani S., Hesse M., Klimas A., *Two-Fluid Magnetohydrodynamic Simulations of Relativistic Magnetic Reconnection*, ApJ, 2009, vol. 696, p. 1385
- Zenitani S., Hoshino M., *The Generation of Nonthermal Particles in the Relativistic Magnetic Reconnection of Pair Plasmas*, ApJ, 2001, vol. 562, p. L63
- Zenitani S., Hoshino M., *The Role of the Guide Field in Relativistic Pair Plasma Reconnection*, ApJ, 2008, vol. 677, p. 530
- Zhang B., Yan H., *The Internal-collision-induced Magnetic Reconnection and Turbulence (ICMART) Model of Gamma-ray Bursts*, ApJ, 2011, vol. 726, p. 90
- Zhang J., Xu B., Lu J., *Origin of Multi-band Emission from the Microquasar Cygnus X-1*, ApJ, 2014, vol. 788, p. 143
- Zhdankin V., Uzdensky D. A., Perez J. C., Boldyrev S., *Statistical Analysis of Current Sheets in Three-dimensional Magnetohydrodynamic Turbulence*, The Astrophysical Journal, 2013, vol. 771, p. 124
- Zhu Z., Hartmann L., Calvet N., Hernandez J., Muzerolle J., Tannirkulam A.-K., *The Hot Inner Disk of FU Orionis*, ApJ, 2007, vol. 669, p. 483

Apêndice

A estrutura de discos de acreção finos

Neste trabalho, calculamos a potência magnética liberada em eventos de reconexão magnética “rápida” nas regiões mais internas de LLAGNs e microquasares, onde um disco de acreção em torno de um buraco negro está presente. Para tanto, utilizamos no Capítulo 2 o modelo padrão de [Shakura e Sunyaev \(1973\)](#) para um disco geometricamente fino, opticamente espesso, estacionário e com um perfil de velocidade Kepleriano cuja viscosidade é dada pela parametrização α . Apesar de termos demonstrado que os detalhes dos processos físicos da acreção não são relevantes nos eventos de reconexão que ocorrem na coroa (veja Capítulo 3; e [Singh et al., 2015](#)), o modelo que utilizamos para descrever esta região (veja [Liu et al., 2003](#)) necessita de alguns parâmetros do disco, tais como a densidade de energia dos fótons (U_{rad}). Além disso, os resultados do modelo de reconexão magnética “rápida” aqui investigados foram obtidos em função da taxa de acreção, a qual depende se o disco é dominado pela pressão térmica do gás ou pela pressão de radiação. Portanto, neste anexo, mostraremos as principais equações de estrutura de um disco fino (empregado no Capítulo 2). Um estudo mais detalhado pode ser visto em [Frank et al. \(1992\)](#) e em [Shakura e Sunyaev \(1973\)](#).

A.1 Discos Keplerianos

Vamos considerar um disco em torno de um objeto de massa M , localizado no centro de um sistema de coordenadas cilíndricas (r, ϕ, z) . Vamos admitir, também, que a massa central é a única responsável pela força gravitacional e vamos desprezar a auto-gravidade do disco devido à sua baixa densidade. No estado de equilíbrio, a velocidade do fluido presente no disco é caracterizada por uma componente azimutal v_ϕ , chamada de velocidade

Kepleriana, e uma pequena componente radial v_r , correspondente à acreção do material, onde $v_r \ll v_\phi$.

A velocidade Kepleriana é obtida, na direção radial, pelo balanceamento entre as forças gravitacional e centrífuga, de maneira que:

$$\frac{v_\phi^2}{r} = \Omega^2 r = \frac{GM}{r^2} \quad , \quad (\text{A.1})$$

onde G é a constante gravitacional, M a massa da fonte central, e r a distância ao centro do sistema.

Já a estrutura vertical do disco é definida pelo equilíbrio hidrostático, também na direção vertical “ z ”, dada por:

$$\partial_z P = -\frac{GM\rho}{r^3} z = -\rho\Omega^2 z \quad , \quad (\text{A.2})$$

onde ρ é o perfil de densidade do disco. Para o caso de um disco isotérmico, a equação (A.2) possui uma solução dada por:

$$\rho = \rho_0 e^{-\Omega^2 z^2 / 2c_s^2} \equiv \rho_0 e^{-z^2 / H'^2} \quad , \quad (\text{A.3})$$

onde ρ_0 é a densidade no plano médio do disco, $c_s = \sqrt{P/\rho}$ é a velocidade do som isotérmica, e $H' = \sqrt{2}c_s/\Omega$ é a escala de altura térmica do disco¹. Assim, a razão H'/r é claramente uma medida da razão entre a velocidade do som e a velocidade de rotação local do sistema. Quando a velocidade de rotação $r\Omega$ excede a velocidade do som isotérmica do meio, o que ocorre frequentemente em casos astrofísicos, podemos dizer que o disco é fino, ou seja, a escala de altura H' satisfaz a condição de $H' \ll r$.

A pressão total do disco corresponde à soma entre a pressão térmica e a de radiação:

$$P_d = \frac{\rho k_B T}{\bar{m}} + \frac{4}{3c} \sigma T^4 \quad , \quad (\text{A.4})$$

onde $\bar{m} = \mu m_H$ é a massa média do gás, e $\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$ é a constante de Stefan-Boltzmann.

Aqui vale destacar que a temperatura do disco não é necessariamente constante. Entretanto, a variação de temperatura entre a superfície e o plano médio do sistema é muito pequena se comparada à variação de densidade e, portanto, é comum definirmos a velocidade do som em termos somente da temperatura no plano médio.

¹ Note que a definição da escala de altura térmica aqui apresentada difere de um fator $\sqrt{2}$, quando comparada à utilizada no capítulo 4 ($H = c_s \Omega_0^{-1}$).

Para o caso de um disco fino, onde $H'/r \ll 1$, podemos usar técnicas perturbativas mesmo quando a turbulência no disco está totalmente desenvolvida. Vamos definir a velocidade \mathbf{u} como sendo a diferença entre a velocidade do fluido \mathbf{v} e a velocidade circular na direção azimutal $v_K = r\Omega$, de maneira que:

$$u_r = v_r \quad , \quad u_\phi = v_\phi - r\Omega \quad , \quad u_z = v_z \quad . \quad (\text{A.5})$$

O campo de velocidades \mathbf{u} será, no máximo, da ordem da velocidade térmica do sistema (assumindo que o disco não está sujeito à ação de um campo magnético intenso), já que flutuações supersônicas formarão choques e serão rapidamente dissipadas. A consequência prática de tomarmos $u/r\Omega \ll 1$ é que é possível analisar as correlações da velocidade turbulenta considerando apenas termos de segunda ordem.

Considerando um estado estacionário ($\partial_t = 0$), a componente radial do fluxo de momento angular (equação 4.23, veja capítulo 4) a partir do campo de velocidades perturbadas (\mathbf{u}) será dada por:

$$F_r = r \left[\rho u_r (r\Omega + u_\phi) - \frac{B_\phi B_r}{4\pi} \right] \quad . \quad (\text{A.6})$$

Agora, tomando a média sobre a direção azimutal “ ϕ ”, integrando sobre a altura do disco em “ z ” e tomando novamente a média sobre um pequeno intervalo radial Δr , obtemos que:

$$\langle F_r \rangle = \Sigma r [r\Omega \langle u_r \rangle_\rho + \langle u_r u_\phi - u_{Ar} u_{A\phi} \rangle_\rho] , \quad (\text{A.7})$$

onde $\Sigma = \int_{-\infty}^{\infty} \rho dz$ é a densidade superficial do disco; e u_{Ar} , $u_{A\phi}$ e u_{Az} correspondem às componentes do campo de velocidades das ondas Alfvén:

$$\mathbf{u}_A = \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad , \quad (\text{A.8})$$

que surgem num fluido magnetizado devido às perturbações no campo magnético. Já a notação $\langle f \rangle_\rho$, corresponde à média de uma determinada quantidade f ponderada pela densidade do disco, e dada por:

$$\langle f \rangle_\rho = \frac{1}{2\pi\Sigma\Delta r} \int f \rho \, d\phi dr dz \quad . \quad (\text{A.9})$$

O primeiro termo da equação (A.7) corresponde aos fluxos de momento angular e de acreção, que serão carregados para dentro do disco. Já o segundo termo, corresponde ao fluxo de momento angular que será carregado para fora do sistema, e representa a

componente $r\phi$ do tensor de *stress* turbulento (assim como citado no capítulo 4):

$$T_{r\phi} \equiv \langle u_r u_\phi - u_{Ar} u_{A\phi} \rangle_\rho . \quad (\text{A.10})$$

A existência de um valor não-nulo para este tensor implicará numa extração de momento angular de um elemento de fluido do disco que, conseqüentemente, levará o fluido a espiralar em direção ao centro do sistema. Portanto, a taxa de acreção de massa gerada por esse processo será dada por:

$$\dot{M} = -2\pi r \Sigma \langle u_r \rangle_\rho . \quad (\text{A.11})$$

Agora, se admitirmos que a taxa de acreção não varia radialmente sob condições estacionárias e definindo uma fronteira interna onde o tensor de *stress* é nulo, a qual pode ser tomada como a superfície da fonte central (por exemplo, uma estrela) em r_* , com uma velocidade angular Ω_* , temos que:

$$-\frac{\dot{M}}{2\pi} r \Omega + \Sigma r T_{r\phi} = -\frac{\dot{M}}{2\pi} r_* \Omega_* . \quad (\text{A.12})$$

Portanto, $T_{r\phi}$ pode ser definido como:

$$T_{r\phi} = \frac{\dot{M}\Omega}{2\pi\Sigma} \left[1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} \right] . \quad (\text{A.13})$$

Até agora esta análise está sendo exata, pois o fluxo de momento angular não envolve correções maiores do que a de segunda ordem. O fluxo de energia, porém, contém momentos de ordem superior, onde técnicas de perturbação são mais úteis. Se considerarmos somente os termos dominantes da componente radial do fluxo de energia (veja eq.B.2 do apêndice B), tais como os termos das energias cinética, gravitacional e magnética; e adotando o campo de velocidades perturbadas (equação A.5), teremos que:

$$F_r^E = \rho u_r \left(\Phi + \frac{1}{2} r^2 \Omega^2 + r \Omega u_\phi \right) - \frac{r \Omega}{4\pi} B_r B_\phi . \quad (\text{A.14})$$

Usando o resultado virial Kepleriano $\Phi = -r^2 \Omega^2$, encontramos que depois de integrar e tomar as médias (como fizemos para o fluxo de momentum), o fluxo de energia (em unidades de energia/tempo/comprimento) será dado por:

$$\langle F_r^E \rangle = \frac{\dot{M} r \Omega^2}{4\pi} + \Sigma r \Omega T_{r\phi} . \quad (\text{A.15})$$

A partir da equação (A.13), podemos reescrever a equação acima como:

$$\langle F_r^E \rangle = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi r^2} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} \right] . \quad (\text{A.16})$$

Sabendo que a divergência do fluxo de energia fornece a emissividade superficial Q , temos que:

$$Q = \frac{1}{r} \partial_r r \langle F_r^E \rangle = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} \right] . \quad (\text{A.17})$$

Note que o tensor de *stress* não aparece nessa relação. Isso não é uma surpresa, já que a relação Q - \dot{M} depende apenas da conservação local da energia e deve ser obtida independentemente da forma do tensor de *stress* (Shakura e Sunyaev, 1973). A abordagem que estamos usando aqui, no entanto, leva a uma relação entre Q e as flutuações de primeira ordem do disco, que não são obtidas por outros métodos. Eliminando \dot{M} das equações (A.13) e (A.17) teremos que:

$$Q = \frac{3}{4} \Sigma \Omega T_{r\phi} = \frac{3}{4} \Sigma \Omega \langle u_r u_\phi - u_{Ar} u_{A\phi} \rangle_\rho , \quad (\text{A.18})$$

que é uma espécie de mecanismo de dissipação flutuante associado à acreção nos discos (Balbus et al., 1994).

Podemos tomar a integral de Q sobre toda a superfície do disco obtendo, assim, a sua luminosidade:

$$L = 2 \int_{r_*}^{\infty} Q(r) 2\pi r dr = 2\pi r_* \langle F_r^E \rangle = \frac{GM\dot{M}}{2r_*} , \quad (\text{A.19})$$

onde o fator 2, em frente da integral, corresponde à luminosidade emitida nos dois lados do disco. A equação (A.19) é justamente metade da potência de acreção definida como (veja Frank et al., 1992):

$$L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{r} . \quad (\text{A.20})$$

A interpretação da equação acima é simples: esta potência corresponde à liberação de energia gravitacional à medida que a matéria é espiralada para a fonte central, porém, somente parte desta energia será irradiada. Argumentos simples de virialização (veja dedução completa em Frank et al., 1992) sugerem que metade é convertida em energia cinética orbital e, eventualmente, pode ser transformada em radiação quando o material alcançar a superfície da estrela. Assim, é necessário incluir um fator de eficiência η na equação (A.20).

É possível concluir, a partir das equações acima, que a luminosidade do disco de acreção tem origem na emissão do material, nas regiões mais internas do sistema, já que a emissividade decai rapidamente com o raio ($Q \propto r^{-3}$). Finalmente, uma vez que:

$$Q = \frac{16}{3} \frac{\sigma T^4}{\tau} , \quad (\text{A.21})$$

onde τ corresponde à profundidade óptica integrada do sistema, obtém-se que o perfil radial da temperatura é $T \propto r^{-3/4}$.

Embora a relação entre a emissividade superficial do disco estacionário Q e a taxa de acreção \dot{M} seja independente das propriedades detalhadas do transporte do momento angular e da energia, a maior parte das grandezas do disco, tais como a temperatura T_d , a densidade superficial Σ_d , e a escala de altura do disco H'_d dependem do tensor de *stress* $T_{r\phi}$. Uma vez que [Shakura e Sunyaev \(1973\)](#) desconheciam a real natureza dos processos que levavam a acreção nos discos, eles sugeririam que o tensor de stress $T_{r\phi}$ e a velocidade do som estavam correlacionados através de um parâmetro α da ordem ou menor que a unidade, de maneira que $T_{r\phi} = \alpha c_s^2$. Em outras palavras, as velocidades turbulentas, cuja correlação determina $T_{r\phi}$, seriam limitadas pela velocidade do som local, já que velocidades supersônicas desenvolveriam choques e rapidamente atingiriam novamente valores abaixo de c_s , devido à dissipação de energia cinética.

A partir desse modelo de parametrização, somos capazes de avaliar as condições físicas do disco de acreção sem que se faça qualquer suposição a respeito da origem física do processo turbulento que gera a remoção de momento angular do sistema. Além disso, grandezas físicas, tais como a temperatura e densidade do disco, mantêm uma correlação com $T_{r\phi}$ que, a partir desse modelo, podem ser determinadas. Portanto, o conjunto de parâmetros que descreve um disco geometricamente fino, estacionário e opticamente espesso, pode ser resumido nas seguintes equações:

$$\rho_d = \Sigma/2H' \quad , \quad (\text{A.22})$$

$$H'_d = \sqrt{2}c_s/\Omega \quad , \quad (\text{A.23})$$

$$c_s^2 = P_d/\rho_d \quad , \quad (\text{A.24})$$

$$P_d = \frac{\rho_d k_B T_d}{\bar{m}} + \frac{4\sigma T_d^4}{3c} \quad , \quad (\text{A.25})$$

$$Q = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} \right] \quad , \quad (\text{A.26})$$

$$Q = \frac{3}{4}\Sigma\Omega T_{r\phi} \quad , \quad (\text{A.27})$$

$$\tau(\Sigma, \rho_d, T_d) = \bar{\kappa}(\rho_d, T_d)\Sigma \quad e \quad (\text{A.28})$$

$$T_{r\phi} = \alpha c_s^2 \quad . \quad (\text{A.29})$$

Se admitirmos que o disco é dominado pela pressão da radiação; definirmos como parâmetros livres \dot{M} , M , r e α ; e considerarmos que a principal fonte de opacidade é o espalhamento Thomson ($\bar{\kappa} = \kappa_T = 0.4 \text{ cm}^2 g^{-1}$), a solução do sistema de equações para a densidade numérica, pressão e temperatura do disco será dada por:

$$n_d = \frac{\rho_d}{\bar{m}} \simeq 1.70 \times 10^{17} m^{-1} \dot{m}^{-2} \mathcal{R}^{\frac{3}{2}} \alpha^{-1} q^{-8} \text{ cm}^{-3}, \quad (\text{A.30})$$

$$P_d \simeq 4,78 \times 10^{15} m^{-1} \mathcal{R}^{\frac{3}{2}} \alpha^{-1} \text{ dina.cm}^{-2}, \quad (\text{A.31})$$

$$T_d = 3.71 \times 10^7 m^{\frac{-1}{4}} \mathcal{R}^{-\frac{3}{8}} \alpha^{-\frac{1}{4}} \text{ K}, \quad (\text{A.32})$$

onde $q = [1 - (r_*/r)^{1/2}]^{1/4}$. Utilizamos nas equações acima, os parâmetros normalizados $\mathcal{R} = r/R_S$ (onde $R_S = 2GM/c^2 = 2.96 \times 10^5 M/M_\odot \text{ cm}$ é o raio Schwartzschild); $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$ (onde $\dot{M}_{Edd} = 1.45 \times 10^{18} m \text{ g/s}$ é a taxa de acreção de Eddington); e $m = M/M_\odot$ (onde $M_\odot = 1.99 \times 10^{33} \text{ g}$ é a massa solar).

Já se admitirmos que o disco é dominado pela pressão térmica do gás, e que opacidade média de Rosseland pode ser aproximada pela lei de Kramers ($\kappa_R = 5 \times 10^{24} \rho T^{-7/2} \text{ cm}^2 g^{-1}$), a solução do sistema de equações será dada por:

$$n_d \simeq 1.08 \times 10^{26} m^{-\frac{7}{10}} \dot{m}^{\frac{11}{20}} \mathcal{R}^{-\frac{15}{8}} \alpha^{-\frac{7}{10}} q^{\frac{11}{5}} \text{ cm}^{-3}, \quad (\text{A.33})$$

$$P_d \simeq 4.11 \times 10^{18} m^{-\frac{9}{10}} \dot{m}^{\frac{17}{20}} \mathcal{R}^{-\frac{21}{8}} \alpha^{-\frac{9}{10}} q^{\frac{17}{5}} \text{ dina.cm}^{-2}, \quad (\text{A.34})$$

$$T_d = 2.75 \times 10^8 m^{-\frac{1}{5}} \dot{m}^{\frac{3}{10}} \mathcal{R}^{-\frac{3}{4}} \alpha^{-\frac{1}{5}} q^{\frac{6}{5}} \text{ K}. \quad (\text{A.35})$$

Método Numérico e o código ATHENA

As simulações numéricas estudadas neste trabalho (veja Capítulo 4) foram realizadas a partir de um código numérico multidimensional, baseado no método de Godunov, denominado ATHENA¹ (veja Stone et al., 2008, 2010). Este código foi originalmente desenvolvido para o estudo de problemas astrofísicos relacionados, por exemplo, ao meio interestelar, à formação de estrelas e aos fluxos de acreção. A evolução temporal é obtida através de métodos explícitos e os fluxos entre as células da grade computacional (identificados como problemas de Riemann, veja Toro, 2009; Bodenheimer et al., 2007) são computados através de uma entre as diferentes “Soluções de Riemann” (ou \mathcal{RS} , do inglês *Riemann Solvers*) disponíveis no código; desde o mais difusivo (e menos acurado), ao menos difusivo (e mais acurado). Neste trabalho, utilizamos o módulo magneto-hidrodinâmico (MHD), para um sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) , com a aproximação de *shearing-box* e um esquema de advecção orbital (para uma descrição detalhada destes dois últimos, veja Stone e Gardiner, 2010, e a seção 4.3, do capítulo 4). Configuramos o módulo MHD para utilizar um \mathcal{RS} do tipo HLLD (solução aproximada de Harten, Lax, Van Leer; veja Miyoshi e Kusano, 2005), enquanto um método de reconstrução linear (de segunda ordem) foi usado para interpolar os valores centrais das variáveis conservativas. Este anexo tem como objetivo descrever os principais passos para a resolução numérica das equações da magneto-hidrodinâmica, realizadas através do ATHENA. Uma descrição mais detalhada do código pode ser encontrada em Stone et al. (2008) e um estudo mais profundo dos métodos numéricos em Toro (2009) e Bodenheimer et al. (2007).

¹ <https://trac.princeton.edu/Athena/>

B.1 Forma matricial das equações MHD

O código ATHENA foi desenvolvido para integrar um conjunto de leis de conservação que pode ser escrito como:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{T}(\mathbf{U}) = \mathbf{S}(\mathbf{U}), \quad (\text{B.1})$$

onde \mathbf{U} corresponde ao conjunto de variáveis conservativas; e $\mathbf{T}(\mathbf{U})$ e $\mathbf{S}(\mathbf{U})$ correspondem, respectivamente, aos fluxos (isto é, o fluxo da variável U por unidade de tempo e área) e termos fontes de cada componente U .

Para as equações da magneto-hidrodinâmica na forma ideal, a equação (B.1) será dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ E \\ \mathbf{B} \end{pmatrix} = -\nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \mathbf{v} \\ \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(P + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}\right) \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{4\pi} \\ (E + P + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}) \mathbf{v} - \frac{(\mathbf{v}\cdot\mathbf{B})\mathbf{B}}{4\pi} \\ \mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v} \end{pmatrix}^T + \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \mathbf{a} \\ \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{a} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.2})$$

onde ρ é a densidade; P é a pressão térmica do gás; e os vetores \mathbf{v} e \mathbf{B} são a velocidade e o campo magnético, respectivamente. Já o vetor \mathbf{a} , no termo fonte $\mathbf{S}(\mathbf{U})$, corresponde tanto ao vetor aceleração gravitacional quanto à soma deste com outras forças externas, tais como, a força de Coriolis. Por fim, E corresponde à densidade de energia total do gás, que é dada por:

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho \mathbf{v}^2}{2} + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}, \quad (\text{B.3})$$

onde γ é definido como a razão entre os calores específicos para uma equação de estado ideal.

É fácil demonstrar que as equações (B.2) podem ser reescritas, em coordenadas cartesianas, na forma (Stone et al., 2008):

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \mathbf{S}, \quad (\text{B.4})$$

onde \mathbf{F} , \mathbf{G} e \mathbf{H} correspondem aos fluxos nas direções “ x ”, “ y ” e “ z ”, respectivamente.

Estes fluxos, na forma matricial, são dados por:

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x^2 + P + B^2/2 - B_x^2 \\ \rho v_x v_y - B_x B_y \\ \rho v_x v_z - B_x B_z \\ (E + P + B^2/2)v_x - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v})B_x \\ 0 \\ B_y v_x - B_x v_y \\ B_z v_x - B_x v_z \end{bmatrix}, \quad (\text{B.5})$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v_y \\ \rho v_y v_x - B_y B_x \\ \rho v_y^2 + P + B^2/2 - B_y^2 \\ \rho v_y v_z - B_y B_z \\ (E + P + B^2/2)v_y - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v})B_y \\ B_x v_y - B_y v_x \\ 0 \\ B_z v_y - B_y v_z \end{bmatrix}, \quad (\text{B.6})$$

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \rho v_z \\ \rho v_z v_x - B_z B_x \\ \rho v_z v_y - B_z B_y \\ \rho v_z^2 + P + B^2/2 - B_z^2 \\ (E + P + B^2/2)v_z - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v})B_z \\ B_x v_z - B_z v_x \\ B_y v_z - B_z v_y \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (\text{B.7})$$

A integração numérica da equação (B.4) é obtida através de um formalismo de volumes finitos e um algoritmo do tipo Godunov (veja Toro, 2009; Bodenheimer et al., 2007). Esse algoritmo é composto por três etapas: (a) uma rotina de reconstrução, onde os valores das variáveis são interpolados do centro para as faces de cada célula da grade computacional; (b) a solução dos problemas de Riemann para os fluxos do lado esquerdo e direito nas interfaces das células; (c) e por um avanço temporal.

É importante ressaltar que embora sejam as componentes das variáveis conservativas \mathbf{U} que serão atualizadas na integração numérica da equação (B.4), os fluxos entre as células da grade computacional serão calculados a partir de suas variáveis primitivas, definidas pelo vetor \mathbf{W} . Essa escolha é apoiada, por exemplo, no fato de que a interpolação das variáveis primitivas evita com maior facilidade o surgimento de valores negativos para a pressão ou a densidade durante a integração numérica (veja, e.g., Mignone et al., 2007). Assim, para o módulo MHD, teremos que (Stone et al., 2008):

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ M_x \\ M_y \\ M_z \\ E \\ B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix}, \quad \mathbf{W} = \begin{bmatrix} \rho \\ v_x \\ v_y \\ v_z \\ P \\ B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix}, \quad (\text{B.8})$$

onde $\mathbf{M} = \rho\mathbf{v}$ é a densidade de momento.

B.2 Discretização

A discretização da equação (B.4) é realizada a partir de uma grade cartesiana e tridimensional de tamanho $L_x \times L_y \times L_z$; com N_x , N_y e N_z sendo o número de células nas três direções. Estas células são indicadas por índices (i, j, k) , de maneira que a posição central de cada uma delas é definida por x_i , y_j , z_k ; com um tamanho (para uma grade uniforme, a qual foi utilizada neste trabalho) $\delta x = L_x/N_x$, $\delta y = L_y/N_y$, e $\delta z = L_z/N_z$, respectivamente. O tempo é discretizado em N passos entre o instante inicial t_0 e o final t_f , definido pelo usuário. Cada instante de tempo será indicado pelo índice n , de maneira que o passo de tempo num determinado instante será definido como $\delta t^n = t^{n+1} - t^n$.

Uma vez que o código é baseado num formalismo de volumes finitos, a forma integral

da equação (B.4), para $\mathbf{S} = 0$, obtida pelo teorema da divergência, é dada por:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_{i,j,k}^{n+1} = \mathbf{U}_{i,j,k}^n & - \frac{\delta t}{\delta x} \left(\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{n+1/2} \right) \\ & - \frac{\delta t}{\delta y} \left(\mathbf{G}_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - \mathbf{G}_{i,j-1/2,k}^{n+1/2} \right) \\ & - \frac{\delta t}{\delta z} \left(\mathbf{H}_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{H}_{i,j,k-1/2}^{n+1/2} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

onde

$$\mathbf{U}_{i,j,k}^n = \frac{1}{\delta x \delta y \delta z} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{U}(x, y, z, t^n) dx dy dz \quad (\text{B.10})$$

corresponde à média espacial (no volume de cada célula) das variáveis conservativas; enquanto que:

$$\mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{n+1/2} = \frac{1}{\delta y \delta z \delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \mathbf{F}(x_{i-1/2}, y, z, t) dy dz dt \quad (\text{B.11})$$

$$\mathbf{G}_{i,j-1/2,k}^{n+1/2} = \frac{1}{\delta x \delta z \delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{G}(x, y_{j-1/2}, z, t) dx dz dt \quad (\text{B.12})$$

$$\mathbf{H}_{i,j,k-1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\delta x \delta y \delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{H}(x, y, z_{k-1/2}, t) dx dy dt \quad (\text{B.13})$$

correspondem às médias temporais e espaciais (na área da face de cada célula) dos fluxos \mathbf{F} , \mathbf{G} e \mathbf{H} . Um cuidado adicional deve ser tomado com os índices das integrais acima, uma vez que $n + 1/2$ indica “somente as médias temporais”, portanto, “não representa os fluxos avaliados em $t^{n+1/2}$ ” (Stone et al., 2008). Já os índices $i \pm 1/2$, $j \pm 1/2$, $k \pm 1/2$ indicam as posições das variáveis conservativas nas faces (ou interfaces) de cada célula (veja Figura B.1).

B.2.1 Divergência de \mathbf{B} e o método de área finitas

Diferente do que foi discutido na seção anterior, a equação de indução magnética (veja equação B.2) será avaliada a partir de um método de áreas finitas, denominada de *constrained transport* (CT, veja, e.g, Balsara e Spicer, 1999), onde os valores do campo magnético são tratados tanto no centro quanto nas faces de cada célula da grade computacional (veja diagrama da direita da Figura B.1). Isto ocorre porque este método conserva naturalmente o fluxo magnético de cada célula e mantém a divergência do campo magnético controlada nas simulações ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, veja Stone et al., 2008). Assim, a forma integral da equação de

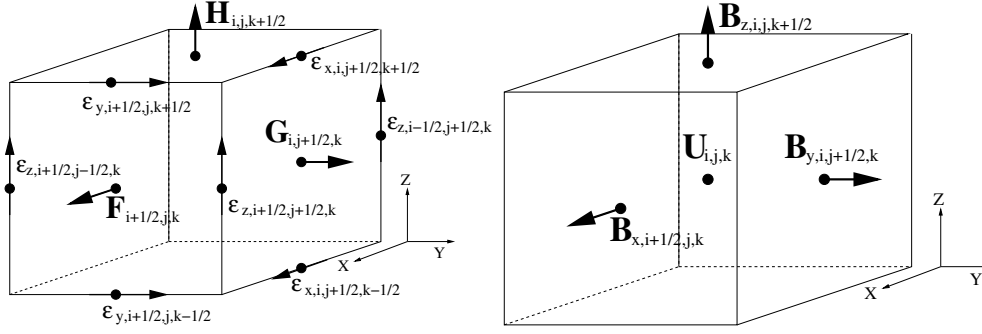


Figura B.1: O diagrama da esquerda mostra a posição dos fluxos obtidos a partir de médias espaciais na área da face da célula (e.g., $\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}$), além das componentes do campo elétrico obtidos a partir das médias espaciais ao longo das arestas da célula (e.g., $\epsilon_{x,i,j+1/2,k+1/2}$). O diagrama da direita mostra a posição das variáveis conservativas obtidas a partir de médias espaciais no volume da célula ($\mathbf{U}_{i,j,k}$), e das componentes do campo magnético obtidas a partir de médias espaciais na área da face da célula (e.g., $B_{x,i+1/2,j,k}$). Figura obtida de Stone et al. (2008).

indução será dada por:

$$B_{x,i-1/2,j,k}^{n+1} = B_{x,i-1/2,j,k}^n - \frac{\delta t}{\delta y} (\epsilon_{z,i-1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - \epsilon_{z,i-1/2,j-1/2,k}^{n+1/2}) + \frac{\delta t}{\delta z} (\epsilon_{y,i-1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - \epsilon_{y,i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2}) \quad (\text{B.14})$$

$$B_{y,i,j-1/2,k}^{n+1} = B_{y,i,j-1/2,k}^n + \frac{\delta t}{\delta x} (\epsilon_{z,i+1/2,j-1/2,k}^{n+1/2} - \epsilon_{z,i-1/2,j-1/2,k}^{n+1/2}) - \frac{\delta t}{\delta z} (\epsilon_{x,i,j-1/2,k+1/2}^{n+1/2} - \epsilon_{x,i,j-1/2,k-1/2}^{n+1/2}) \quad (\text{B.15})$$

$$B_{z,i,j,k-1/2}^{n+1} = B_{z,i,j,k-1/2}^n - \frac{\delta t}{\delta x} (\epsilon_{y,i+1/2,j,k-1/2}^{n+1/2} - \epsilon_{y,i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2}) + \frac{\delta t}{\delta y} (\epsilon_{x,i,j+1/2,k-1/2}^{n+1/2} - \epsilon_{x,i,j-1/2,k-1/2}^{n+1/2}) \quad (\text{B.16})$$

onde

$$B_{x,i-1/2,j,k}^n = \frac{1}{\delta y \delta z} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} B_x(x_{i-1/2}, y, z, t^n) dy dz \quad (\text{B.17})$$

$$B_{y,i,j-1/2,k}^n = \frac{1}{\delta x \delta z} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} B_y(x, y_{j-1/2}, z, t^n) dx dz \quad (\text{B.18})$$

$$B_{z,i,j,k-1/2}^n = \frac{1}{\delta x \delta y} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} B_z(x, y, z_{k-1/2}, t^n) dx dy \quad (\text{B.19})$$

correspondem às médias espaciais (na área da face de cada célula) das três componentes do campo magnético, e

$$\epsilon_{x,i,j-1/2,k-1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\delta x \delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \epsilon_x(x, y_{j-1/2}, z_{k-1/2}, t) dx dt \quad (\text{B.20})$$

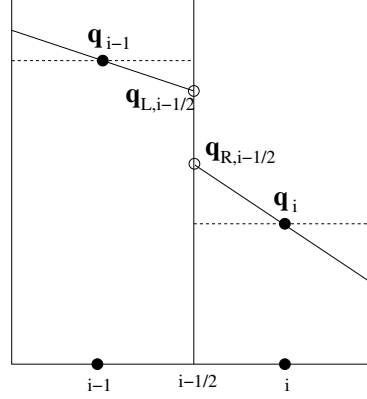


Figura B.2: O diagrama acima mostra o método de reconstrução *piecewise linear*, onde uma interpolação linear das variáveis primitivas, a partir dos valores centrais, é realizada para avaliar os fluxos do lado esquerdo e direito das interfaces entre as células do domínio computacional, definindo o problema de Riemann. Figura obtida de Stone et al. (2008).

$$\varepsilon_{y,i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\delta y \delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \varepsilon_y(x_{i-1/2}, y, z_{k-1/2}, t) dy dt \quad (\text{B.21})$$

$$\varepsilon_{z,i-1/2,j-1/2,k}^{n+1/2} = \frac{1}{\delta z \delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \varepsilon_z(x_{i-1/2}, y_{j-1/2}, z, t) dz dt \quad (\text{B.22})$$

correspondem às médias temporais e espaciais (ao longo das arestas de cada célula, veja diagrama da esquerda da Figura B.1) das componentes do campo elétrico $\boldsymbol{\varepsilon} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ (força eletromotriz).

B.3 Método de reconstrução

A reconstrução das variáveis primitivas dentro das células da grade computacional, a partir dos valores centrais ou das faces (ou, ainda, de ambos), é obtida através de uma entre as diferentes rotinas de interpolação contidas no código ATHENA (e.g., *piecewise constant*, *piecewise linear* e *piecewise parabolic*; veja Stone et al., 2008), e corresponde ao primeiro passo da resolução numérica segundo o método de Godunov. Os métodos de reconstrução devem satisfazer condições de monotonicidade, a fim de evitar oscilações espúrias nas proximidades das interfaces entre as células (veja Toro, 2009, e referências lá contidas). Este método melhora a acurácia da solução numérica ao diminuir as descontinuidades nestas regiões. Neste trabalho, utilizamos um método de reconstrução de segunda ordem (*piecewise linear*), onde uma interpolação linear é realizada a partir dos valores do centro de cada célula (q_i e q_{i-1} , veja Figura B.2). A inclinação é determinada a partir de funções (limitadores) que dependem dos valores centrais da vizinhança de uma determinada célula.

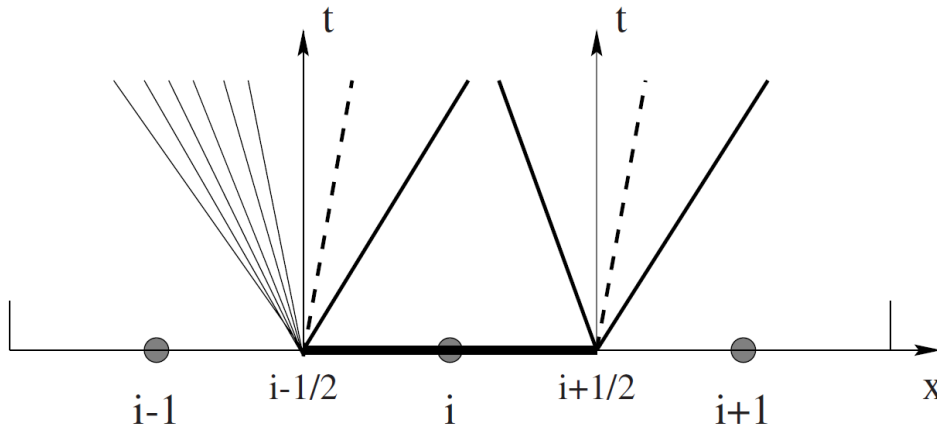


Figura B.3: Padrão de ondas gerado pela solução local do problema de Riemann nas interfaces das células em $i - 1/2$ e $i + 1/2$. Figura obtida de [Toro \(2009\)](#).

B.4 Soluções de Riemann

Em um caso unidimensional simples, sem a presença de termos fonte ($\mathbf{S} = 0$), resolver a equação (B.4) numa região separada do resto do domínio computacional por uma descontinuidade e com uma condição inicial $\mathbf{W}(x, t = 0) = q_0(x)$, é chamado de problema de Riemann. A solução desse problema, por sua vez, é obtida considerando-se os valores das variáveis primitivas à esquerda ($q_{L,i+1/2}$) e à direita ($q_{R,i+1/2}$) da região de descontinuidade, em $x_{i+1/2}$. Já que a equação (B.4) é do tipo hiperbólica, a sua solução é um conjunto de m ondas (uma para cada variável), que se propagam no plano $x-t$.

Já no caso de uma grade unidimensional abrangendo o intervalo $[0, L]$, é necessário resolver o problema de Riemann (\mathcal{RS}) localmente para cada par de arestas. Por exemplo, para os pontos $i - 1$ e i , resolve-se $\mathcal{RS}(q_{i-1}, q_i)$ e para os pontos i e $i + 1$, resolve-se $\mathcal{RS}(q_i, q_{i+1})$, o qual gera um padrão de ondas como o apresentado na Figura B.3, emergindo dos pontos intermediários da grade computacional, $i - 1/2$ e $i + 1/2$, correspondente à região de descontinuidade.

Como citado no início deste capítulo, configuramos o módulo MHD para utilizar um \mathcal{RS} do tipo HLLD (solução aproximada de Harten, Lax, Van Leer). Esse esquema calcula a solução do problema de Riemann a partir das estimativas das velocidades características à esquerda e à direita da descontinuidade, de forma que ([Toro, 2009](#); [Miyoshi e Kusano, 2005](#)):

$$\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} = \begin{cases} \mathbf{F}_L & \text{se } \lambda_L > 0, \\ \mathbf{F}_* & \text{se } \lambda_L \leq 0 \leq \lambda_R, \\ \mathbf{F}_R & \text{se } \lambda_R < 0 \end{cases} \quad (\text{B.23})$$

onde

$$\mathbf{F}_* = \frac{\lambda_L \lambda_R (\mathbf{q}_R - \mathbf{q}_L) + \lambda_R \mathbf{F}_L - \lambda_L \mathbf{F}_R}{\lambda_R - \lambda_L} \quad (\text{B.24})$$

Nas equações acima $\lambda_L = \min(\lambda_L, 0)$ e $\lambda_R = \max(\lambda_R, 0)$ correspondem à menor velocidade à esquerda e à maior velocidade à direita da descontinuidade, respectivamente. Além disso, omitimos os índices “ $i + 1/2$ ” e “ $n + 1/2$ ” por motivos de simplicidade.

Uma descrição mais completa desse esquema pode ser encontrada em [Toro \(2009\)](#), e a sua aplicação para o caso magneto-hidrodinâmico, na forma ideal, em [Miyoshi e Kusano \(2005\)](#).

B.5 Evolução temporal

Obtidos os fluxos $\mathbf{F}_{i\pm 1/2,j,k}^{n+1/2}$, $\mathbf{G}_{i,j\pm 1/2,k}^{n+1/2}$ e $\mathbf{H}_{i,j,k\pm 1/2}^{n+1/2}$ a partir das soluções de Riemann para uma dada célula, em $t = t^n$, os valores centrais das variáveis conservativas $\mathbf{U}_{i,j,k}^n$ serão atualizados a partir da equação [B.9](#), correspondente ao método de volumes finitos. Está equação pode ser simplificada na forma:

$$\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^n - \delta t \mathcal{L}^n, \quad (\text{B.25})$$

onde $\mathcal{L}^n = \delta x^{-1} \left(\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{n+1/2} \right)$, para o caso unidimensional. A equação acima é equivalente ao algoritmo de Euler (de primeira ordem) para evolução temporal da equação [B.4](#).

O passo temporal δt , por sua vez, é limitado pela condição de Courant-Friedrich-Lewy, dada pela equação ([Stone et al., 2008](#)):

$$\delta t = C_o \min \left(\frac{\delta x}{|v_{x,i,j,k}^{n+1}| + C_{fx,i,j,k}^{n+1}}, \frac{\delta y}{|v_{y,i,j,k}^{n+1}| + C_{fy,i,j,k}^{n+1}}, \frac{\delta z}{|v_{z,i,j,k}^{n+1}| + C_{fz,i,j,k}^{n+1}} \right) \quad (\text{B.26})$$

onde $C_o \leq 1$ é o número CFL; e $C_{fx,i,j,k}^{n+1}$, $C_{fy,i,j,k}^{n+1}$ e $C_{fz,i,j,k}^{n+1}$ são as velocidades do modo rápido da onda magneto-acústica nas direções “ x ”, “ y ” e “ z ”, respectivamente, avaliadas a partir das variáveis atualizadas \mathbf{U}^{n+1} . O valor mínimo é obtido comparando-se os valores de todas as células do domínio computacional.

Tabelas das emissões rádio e gama observadas de fontes compactas

Tabela C.1 - Emissões em rádio e em raios-gama de microquasares e LLAGNs, utilizadas nos capítulos 2 e 3. Coluna (1): nome da fonte; Coluna (2): classe espectral da fonte: L - LINER; S - Seyfert; H - tipo espectral região HII; T: fontes com espectro de transição (LINER+HII); GBH: *galactic black hole binary* (ou microquasares) (para mais detalhes, veja [Merloni et al., 2003](#); [Nagar et al., 2005](#)); Coluna (3): logaritmo da luminosidade rádio nuclear (em erg/s); Coluna (6): logaritmo da luminosidade em raios-gama (em erg/s); Coluna (9): logaritmo da massa do buraco negro (em unidades de massa solar); Colunas (4) e (7): limite superior da luminosidade rádio e em raios-gama (LS); Colunas (5), (8) e (10): Referências. Obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#).

Fontes (1)	Tipo (2)	$\log_{10}(L_R[\text{erg/s}])$ (3)	Obs. (4)	Ref. (5)	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg/s}])$ (6)	Obs. (7)	Ref. (8)	$\log_{10}(M/M_\odot)$ (9)	Ref. (10)
IC 239	L	36.66	LS	[0]				6.67	[3][4]
IC 356	T	36.77	LS	[0]				7.69	[3][4]
IC 520	T	37.60	LS	[0]				7.44	[3][4]
IC 1727	T/L	36.04	LS	[0]				7.41	[3][4]
NGC 185	S	33.99	LS	[0]				3.89	[3][4]
NGC 266	L	38.46		[0]				8.39	[3][4]
NGC 315	L	40.57		[0]				8.96	[3][4][5]
NGC 404	L	35.13	LS	[0]				4.84	[3][4]
NGC 410	L	37.96	LS	[0]				8.88	[3][4]
NGC 428	T/L	36.56	LS	[0]				4.36	[3][4]
NGC 474	L	37.46	LS	[0]				7.66	[3][4]
NGC 488	T	37.19	LS	[0]				8.06	[3][4]
NGC 521	T/H	37.91	LS	[0]				8.23	[3][4]
NGC 524	T	37.45		[0]				8.48	[3][4]
NGC 660	T/H	36.36	LS	[0]				7.10	[3][4]
NGC 676	S	37.01	LS	[0]				7.55	[3][4]

Continua na próxima página. . .

Tabela C.1 - Continuação

Fontes	Tipo	$\log_{10}(L_R[\text{erg/s}])$	Obs.	Ref.	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg/s}])$	Obs.	Ref.	$\log_{10}(M/M_\odot)$	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
NGC 718	L	37.09	LS	[0]				7.15	[3][4]
NGC 777	S/L	38.08	LS	[0]				9.01	[3][4]
NGC 841	L	37.98	LS	[0]				7.70	[3][4]
NGC 1055	T/L	36.71	LS	[0]				6.41	[3][4]
NGC 1058	S	36.13	LS	[0]				5.47	[3][4]
NGC 1167	S	39.54		[0]				8.16	[3][4]
NGC 1169	L	37.49	LS	[0]				7.93	[3][4]
NGC 1275 (Per A)	S	41.42		[0]	41.63		[13]	8.62	[3][4][5]
NGC 1275 (Per A)	S	41.42		[0]	43.22		[13]	8.62	[3][4][5]
NGC 1961	L	37.88	LS	[0]				8.50	[3][4]
NGC 2273	S	37.78		[0]				7.43	[3][4][5]
NGC 2336	L/S	37.49	LS	[0]				7.24	[3][4]
NGC 2541	T/H	36.31	LS	[0]				5.65	[3][4]
NGC 2655	S	37.81		[0]				7.71	[3][4]
NGC 2681	L	36.66	LS	[0]				7.21	[3][4]
NGC 2683	L/S	35.72	LS	[0]				7.21	[3][4]
NGC 2685	S/T	36.63	LS	[0]				6.82	[3][4]
NGC 2768	L	37.91		[0]				7.98	[3][4]
NGC 2787	L	37.33		[0]				7.97	[3][4][5]
NGC 2832	L	38.36	LS	[0]				9.09	[3][4]
NGC 2841	L	36.46		[0]				8.31	[3][4][5]
NGC 2859	T	37.07	LS	[0]				7.92	[3][4]
NGC 2911	L	38.75		[0]				8.47	[3][4]
NGC 2985	T	36.96	LS	[0]				7.84	[3][4]
NGC 3031	S	37.59		[0]				7.73	[3][4][5]
NGC 3079	S	38.56		[0]				7.83	[3][4][5]
NGC 3147	S	38.38		[0]				8.55	[3][4][5]
NGC 3166	L	37.12	LS	[0]				7.60	[3][4]
NGC 3169	L	37.68		[0]				7.96	[3][4][5]
NGC 3190	L	37.00		[0]				8.01	[3][4]
NGC 3193	L	37.17	LS	[0]				8.08	[3][4]
NGC 3226	L	37.70		[0]				8.14	[3][4][5]
NGC 3227	S	37.43		[0]	41.30	LS	[8]	7.46	[3][4][5]
NGC 3245	T	36.95	LS	[0]				8.21	[3][4]
NGC 3254	S	37.18	LS	[0]				7.34	[3][4]
NGC 3301	L	37.17	LS	[0]				7.21	[3][4]
NGC 3368	L	36.07	LS	[0]				7.28	[3][4]
NGC 3379	L/T	36.07	LS	[0]				8.06	[1][2][3][4]
NGC 3414	L	37.41		[0]				8.46	[3][4]
NGC 3433	L/T	37.63	LS	[0]				6.41	[3][4]
NGC 3486	S	36.00	LS	[0]				5.85	[3][4]
NGC 3489	T/S	35.87	LS	[0]				6.91	[3][4]
NGC 3507	L	37.03	LS	[0]				6.54	[3][4]

Continua na próxima página. . .

Tabela C.1 - Continuação

Fontes	Tipo	$\log_{10}(L_R[\text{erg/s}])$	Obs.	Ref.	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg/s}])$	Obs.	Ref.	$\log_{10}(M/M_\odot)$	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
NGC 3516	S	37.55		[0]	41.70	LS	[8]	7.58	[3][4][5]
NGC 3607	L	37.06		[0]				8.34	[3][4]
NGC 3608	L/S	37.17	LS	[0]				8.08	[2][3][4]
NGC 3623	L	35.94	LS	[0]				7.54	[3][4]
NGC 3626	L	37.27	LS	[0]				7.48	[3][4]
NGC 3627	T/S	35.94		[0]				7.26	[3][4][5]
NGC 3628	T	36.21		[0]				6.45	[3][4]
NGC 3642	L	37.24	LS	[0]				6.95	[3][4]
NGC 3675	T	36.47	LS	[0]				7.00	[3][4][5]
NGC 3681	T	37.03	LS	[0]				6.67	[3][4]
NGC 3692	T	37.27	LS	[0]				7.07	[3][4]
NGC 3705	T	36.79	LS	[0]				7.05	[3][4]
NGC 3718	L	37.74		[0]				7.71	[3][4]
NGC 3735	S	37.66	LS	[0]				7.46	[3][4]
NGC 3780	L	37.44		[0]				6.63	[3][4]
NGC 3898	T	36.94	LS	[0]				8.14	[3][4]
NGC 3900	L	37.37	LS	[0]				7.45	[3][4]
NGC 3917	T	36.81	LS	[0]				5.04	[3][4]
NGC 3941	S	36.85	LS	[0]				7.34	[3][4]
NGC 3945	L	37.22		[0]				7.97	[3][4]
NGC 3953	T	36.82	LS	[0]				7.30	[3][4]
NGC 3976	S	37.59	LS	[0]				8.03	[3][4]
NGC 3982	S	36.72	LS	[0]				6.16	[3][4]
NGC 3992	T	36.82	LS	[0]				7.62	[3][4]
NGC 3998	L	38.68		[0]				8.72	[3][4][5]
NGC 4013	T	36.72	LS	[0]				6.54	[3][4]
NGC 4036	L	37.22	LS	[0]				8.15	[3][4]
NGC 4051	S	36.72	LS	[0]	40.60	LS	[8]	6.63	[3][4][5]
NGC 4111	L	36.82	LS	[0]				7.57	[3][4]
NGC 4125	T	37.03	LS	[0]				8.48	[3][4]
NGC 4138	S	36.89		[0]	40.60	LS	[8]	7.28	[3][4]
NGC 4143	L	37.24		[0]				8.21	[3][4][5]
NGC 4150	T	36.23	LS	[0]				6.50	[3][4]
NGC 4151	S	37.97		[0]	40.30	LS	[8]	7.00	[3][4][5]
NGC 4168	S	37.19		[0]				7.96	[3][4]
NGC 4169	S	37.74		[0]				7.97	[3][4]
NGC 4192	T	36.82	LS	[0]				7.37	[3][4]
NGC 4203	L	37.21		[0]				7.80	[3][4][5]
NGC 4216	T	36.79		[0]				8.14	[3][4]
NGC 4220	T	36.88	LS	[0]				7.02	[3][4]
NGC 4258	S	36.34		[0]				7.53	[1][2][3][4][5]
NGC 4261	L	39.83		[0]				8.80	[1][2][3][4][5]
NGC 4278	L	38.18		[0]				8.86	[3][4][5]

Continua na próxima página. . .

Tabela C.1 - Continuação

Fontes	Tipo	$\log_{10}(L_R[\text{erg/s}])$	Obs.	Ref.	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg/s}])$	Obs.	Ref.	$\log_{10}(M/M_\odot)$	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
NGC 4281	T	37.35	LS	[0]				8.61	[3][4]
NGC 4293	L	36.56		[0]				7.13	[3][4]
NGC 4314	L	36.23	LS	[0]				6.98	[3][4]
NGC 4321	T	36.66	LS	[0]				6.70	[3][4][5]
NGC 4324	T	37.35	LS	[0]				6.75	[3][4]
NGC 4346	L	36.72	LS	[0]				7.45	[3][4]
NGC 4350	T	36.66	LS	[0]				7.96	[3][4]
NGC 4374	L	38.97		[0]				9.07	[1][2][3][4][5]
NGC 4378	S	37.52	LS	[0]				8.06	[3][4]
NGC 4388	S	37.05		[0]	40.70	LS	[8]	6.80	[3][4][5]
NGC 4394	L	36.66	LS	[0]				7.19	[3][4]
NGC 4395	S	35.32	LS	[0]	39.60	LS	[8]	4.83	[1][3][4][5]
NGC 4414	T	36.19	LS	[0]				7.02	[3][4]
NGC 4419	T	37.14		[0]				6.96	[3][4]
NGC 4429	T	36.75	LS	[0]				7.90	[3][4]
NGC 4435	T/H	36.75	LS	[0]				7.68	[3][4]
NGC 4438	L	36.66	LS	[0]				7.40	[3][4]
NGC 4450	L	37.01		[0]				7.35	[3][4][5]
NGC 4457	L	36.74	LS	[0]				7.02	[3][4][5]
NGC 4459	T	36.71	LS	[0]				7.86	[3][4]
NGC 4472	S	37.28		[0]				8.78	[3][4][5]
NGC 4477	S	36.71	LS	[0]				7.87	[3][4]
NGC 4486 (M87)	L	40.14		[0]	39.91		[10]	9.33	[1][3][4][5]
NGC 4486 (M87)	L	40.14		[0]	41.09		[10]	9.33	[1][3][4][5]
NGC 4494	L	36.13	LS	[0]				7.60	[3][4][5]
NGC 4501	S	36.75	LS	[0]				7.83	[3][4][5]
NGC 4527	T	36.56	LS	[0]				7.38	[3][4]
NGC 4548	L	36.79		[0]				7.32	[3][4][5]
NGC 4550	L	36.55		[0]				6.88	[3][4]
NGC 4552	T	38.47		[0]				8.57	[3][4]
NGC 4565	S	36.80		[0]				7.64	[3][4][5]
NGC 4569	T	36.75	LS	[0]				7.45	[3][4]
NGC 4579	S/L	38.15		[0]				7.81	[3][4][5]
NGC 4589	L	38.28		[0]				8.35	[3][4]
NGC 4596	L	36.75	LS	[0]				7.54	[3][4]
NGC 4636	L	36.92		[0]				8.09	[3][4][5]
NGC 4639	S	36.75	LS	[0]				6.60	[3][4]
NGC 4643	T	37.08	LS	[0]				7.58	[3][4]
NGC 4651	L	36.75	LS	[0]				6.84	[3][4]
NGC 4698	S	36.71	LS	[0]				7.48	[3][4]
NGC 4713	T	36.81	LS	[0]				4.14	[3][4]
NGC 4725	S	36.40	LS	[0]				7.40	[3][4][5]
NGC 4736	L	35.80		[0]				7.12	[3][4][5]

Continua na próxima página. . .

Tabela C.1 - Continuação

Fontes	Tipo	$\log_{10}(L_R[\text{erg/s}])$	Obs.	Ref.	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg/s}])$	Obs.	Ref.	$\log_{10}(M/M_\odot)$	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
NGC 4750	L	37.27	LS	[0]				7.40	[3][4]
NGC 4762	L	36.66		[0]				7.54	[3][4]
NGC 4772	L	37.20		[0]				7.55	[3][4]
NGC 4826	T	35.44	LS	[0]				6.84	[3][4]
NGC 4866	L	36.71	LS	[0]				8.20	[3][4]
NGC 5005	L	36.96	LS	[0]				7.84	[3][4]
NGC 5012	T	37.47	LS	[0]				7.46	[3][4]
NGC 5033	S	36.95		[0]				7.36	[3][4][5]
NGC 5055	T	36.01	LS	[0]				6.86	[3][4]
NGC 5194	S	36.07	LS	[0]				6.74	[3][4][5]
NGC 5195	L	36.24	LS	[0]				7.28	[3][4]
NGC 5273	S	36.96	LS	[0]				6.20	[3][4][5]
NGC 5297	L	37.59	LS	[0]				6.60	[3][4]
NGC 5322	L	38.36		[0]				8.43	[3][4]
NGC 5353	L/T	38.68		[0]				8.82	[3][4]
NGC 5354	T/L	38.28		[0]				8.27	[3][4]
NGC 5363	L	38.54		[0]				8.33	[3][4]
NGC 5371	L	37.59	LS	[0]				7.92	[3][4]
NGC 5377	L	37.72		[0]				7.87	[3][4]
NGC 5395	S/L	37.77	LS	[0]				7.53	[3][4]
NGC 5448	L	37.46	LS	[0]				7.24	[3][4]
NGC 5485	L	37.47	LS	[0]				8.08	[3][4]
NGC 5566	L	37.14	LS	[0]				7.70	[3][4]
NGC 5631	S/L	37.46	LS	[0]				7.77	[3][4]
NGC 5656	T	37.52	LS	[0]				7.11	[3][4]
NGC 5678	T	37.36	LS	[0]				7.35	[3][4]
NGC 5701	T	37.13	LS	[0]				7.22	[3][4]
NGC 5746	T	37.19	LS	[0]				8.02	[3][4]
NGC 5813	L	37.51		[0]				8.45	[3][4]
NGC 5838	T	37.37		[0]				8.74	[3][4]
NGC 5846	T	37.97		[0]				8.44	[3][4]
NGC 5866	T	37.48		[0]				7.78	[3][4]
NGC 5879	T/L	36.75	LS	[0]				6.45	[3][4]
NGC 5921	T	37.06	LS	[0]				6.50	[3][4]
NGC 6340	L	37.12	LS	[0]				7.48	[3][4]
NGC 6384	T	37.11	LS	[0]				7.25	[3][4]
NGC 6482	T/S	37.70	LS	[0]				9.04	[3][4]
NGC 6500	L	39.38		[0]				8.23	[3][4][5]
NGC 6503	T/S	35.83	LS	[0]				5.39	[3][4]
NGC 6703	L	37.54	LS	[0]				7.90	[3][4]
NGC 6951	S	37.20	LS	[0]				7.11	[3][4]
NGC 7177	T	36.82	LS	[0]				7.28	[3][4]
NGC 7217	L	36.41	LS	[0]				7.41	[3][4]

Continua na próxima página. . .

Tabela C.1 - Continuação

Fontes (1)	Tipo (2)	$\log_{10}(L_R[\text{erg/s}])$ (3)	Obs. (4)	Ref. (5)	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg/s}])$ (6)	Obs. (7)	Ref. (8)	$\log_{10}(M/M_\odot)$ (9)	Ref. (10)
NGC 7331	T	36.61	LS	[0]				7.41	[3][4]
NGC 7479	S	37.66		[0]				7.60	[3][4]
NGC 7626	L	39.18		[0]				8.68	[3][4]
NGC 7742	T/S	36.99	LS	[0]				6.45	[3][4]
NGC 7743	S	37.03		[0]				6.50	[3][4][5]
NGC 7814	L	36.66	LS	[0]				7.83	[3][4]
Ark 564	S	38.59		[5]				6.50	[5]
Cyg A	S/L	41.43		[5]				9.40	[5]
Fairall 9	S	37.68	LS	[5]	42.70	LS	[8]	7.91	[5]
IC 1459	L	39.71		[5]				8.88	[2][3][4][5]
IC 4296	L	39.68		[5]				9.10	[3][4][5]
IC 4329A	S	38.94		[5]	42.40	LS	[8]	8.26	[3][4][5]
Mrk 3	S	39.86		[5]				8.81	[5]
Mrk 78	S	39.86		[5]				7.92	[5]
Mrk 279	S	38.78		[5]	42.70	LS	[8]	7.62	[5]
Mrk 335	S	38.27		[5]				6.79	[5]
Mrk 348	S	39.70		[5]	41.60	LS	[8]	7.17	[5]
Mrk 478	S	38.75		[5]				7.30	[5]
Mrk 507	S	38.78		[5]				7.10	[5]
Mrk 509	S	38.30		[5]	42.60	LS	[8]	7.86	[5]
Mrk 573	S	38.22		[5]				7.25	[5]
Mrk 590	S	38.70		[5]				7.23	[5]
Mrk 766	S	38.32		[5]				6.64	[5]
Mrk 1066	S	38.68		[5]				6.93	[5]
NGC 1052	L	39.86		[5]				8.22	[3][4][5]
NGC 1068	S	39.12		[5]				7.78	[1][2][3][4][5]
NGC 1365	S	38.80		[5]	40.90	LS	[8]	7.62	[3][4][5]
NGC 1386	S	36.70		[5]				7.65	[3][4][5]
NGC 1667	S	37.34		[5]				7.97	[3][4][5]
NGC 2110	S	38.99		[5]	41.40	LS	[8]	8.53	[3][4][5]
NGC 2992	S	38.64		[5]				7.76	[3][4][5]
NGC 3362	S	38.47		[5]				7.01	[3][4][5]
NGC 4117	S	35.70		[5]				6.65	[3][4][5]
NGC 4594	L	37.84		[5]				8.83	[1][3][4][5]
NGC 5252	S	38.96		[5]	42.20	LS	[8]	8.10	[3][4][5]
NGC 5347	S	37.10		[5]				6.70	[3][4][5]
NGC 5548	S	38.58		[5]	42.10	LS	[8]	8.08	[3][4][5]
NGC 5929	S	38.30		[5]				7.19	[3][4][5]
NGC 6166	S	39.95		[5]				9.04	[3][4][5]
NGC 6251	S	40.93		[5]				8.93	[2][3][4][5]
NGC 7469	S	38.38		[5]	41.80	LS	[8]	7.24	[3][4][5]
NGC 7672	S	37.25		[5]				6.80	[3][4][5]
NGC 7682	S	38.88		[5]				7.25	[3][4][5]

Continua na próxima página. . .

Tabela C.1 - Continuação

Fontes	Tipo	$\log_{10}(L_R[\text{erg/s}])$	Obs.	Ref.	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg/s}])$	Obs.	Ref.	$\log_{10}(M/M_\odot)$	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
3C 120	S	41.55		[5]				7.36	[5]
3C 390.3	S	41.09		[5]				8.53	[5]
UGC 6100	S	38.50		[5]				7.72	[5]
NGC 5128 (Cen A)	S	38.67		[11]	38.49		[12]	7.70	[11]
NGC 5128 (Cen A)	S	38.67		[11]	40.61		[12]	7.70	[11]
IC 310	Galaxy	39.77		[15]	41.70		[14]	8.30	[14]
IC 310	Galaxy	39.77		[15]	43.30		[14]	8.30	[14]
Cgy-X1	GBH	29.66		[5]	32.45		[16]	1.06	[5]
Cgy-X1	GBH	29.66		[5]	33.56		[16]	1.06	[5]
Cgy-X3	GBH	32.17		[5]	33.67		[17]	1.00	[5]
Cgy-X3	GBH	32.17		[5]	36.37		[17]	1.00	[5]
GRO J1655-40	GBH	29.94		[5]				0.85	[5]
GRS 1915+105	GBH	31.76		[5]				1.20	[5]
GX 339-4	GBH	29.91		[5]				1.00	[5]
LS 5039	GBH	30.09		[5]				1.00	[5]
XTE J1118+480	GBH	28.92		[5]				1.00	[5]
XTE J1859+226	GBH	29.18		[5]				0.88	[5]
XTE J1550-564	GBH	31.79		[6]				0.98	[7]

Tabela C.2 - Emissões em rádio e em raios-gama de blazares. Coluna (1): nome da fonte; Coluna (2): BLL: objetos BL Lac; FSRQ: *Flat Spectrum Radio Quasar*; Coluna (3): logaritmo da luminosidade em raios-gama isotrópica (em erg/s); Coluna (4): logaritmo da luminosidade em raios-gama (em erg/s) corrigida pelo *Doppler boosting*; Coluna (6): logaritmo da luminosidade rádio isotrópica (em erg/s); Coluna (7): logaritmo da luminosidade rádio (em erg/s) corrigida pelo *Doppler boosting*; Coluna (9): logaritmo da massa do buraco negro (em unidades de massa solar); Colunas (5), (8) e (10): Referências. Obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#).

Fontes	Tipo	$\log_{10}(L_\gamma^{iso})$	$\log_{10}(L_\gamma)$	Ref.	$\log_{10}(L_R^{iso})$	$\log_{10}(L_R)$	Ref.	$\log_{10}(M/M_\odot)$	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
PKS 0754+100	BLL	45.72	42.75	[18]	42.80	39.83	[19]	8.21	[20]
PKS 0823+033	BLL	45.86	43.73	[18]	43.26	41.12	[19]	8.55	[20]
PKS 0829+046	BLL	45.68	43.60	[18]	41.97	39.89	[19]	8.52	[20]
OJ 287	BLL	46.12	43.89	[18]	42.82	40.59	[19]	8.50	[20]
PKS 2155-304	BLL	45.98	43.80	[18]				7.60	[20]
4C -02.81	BLL	47.18	44.59	[18]	44.28	41.69	[19]	9.96	[20]
3C 454.3	FSRQ	48.79	45.91	[18]	44.85	41.97	[19]	6.76	[20]

Continua na próxima página...

Tabela C.2 - Continuação

Fontes (1)	Tipo (2)	$\log_{10}(L_{\gamma}^{iso})$ (3)	$\log_{10}(L_{\gamma})$ (4)	Ref. (5)	$\log_{10}(L_R^{iso})$ (6)	$\log_{10}(L_R)$ (7)	Ref. (8)	$\log_{10}(M/M_{\odot})$ (9)	Ref. (10)
S3 2141+17	FSRQ	46.01	43.82	[18]				8.14	[20]
AO 0235+164	BLL	47.38	44.72	[18]	43.98	41.32	[19]	7.98	[20]
4C +28.07	FSRQ	47.78	45.27	[18]	44.44	41.92	[19]	7.98	[20]
MKN 421	BLL	44.88	43.08	[18]				8.23	[20]
PKS 1127-145	FSRQ	47.68	44.92	[18]	44.71	41.95	[19]	7.75	[20]
4C +29.45	FSRQ	47.31	44.21	[18]	43.72	40.62	[19]	8.56	[20]
ON 231	BLL	45.18	43.28	[18]				8.01	[20]
4C +21.35	FSRQ	47.50	43.90	[18]	43.02	39.41	[19]	8.18	[20]
3C 273	FSRQ	46.34	43.76	[18]	43.51	40.93	[19]	9.38	[20]
3C 279	FSRQ	47.64	44.70	[18]	44.22	41.28	[19]	7.82	[20]
PG 1424+240	BLL	45.98	43.80	[18]				6.42	[20]
AP Lib	BLL	44.50	42.83	[18]				8.64	[20]
PKS 1510-089	FSRQ	47.44	44.51	[18]	42.95	40.02	[19]	8.31	[20]
NRAO 530	FSRQ	47.39	43.45	[18]	44.54	40.61	[19]	8.07	[20]
OT 081	BLL	46.26	44.16	[18]	42.69	40.59	[19]	8.64	[20]
4C +10.45	FSRQ	47.56	44.70	[18]	44.22	41.37	[19]	8.07	[20]
3C 66A	BLL	47.31	44.67	[18]				8.30	[20]
PKS 1604+159	BLL	46.06	43.86	[18]				8.25	[20]
B2 1811+31	BLL	44.85	43.06	[18]				8.82	[20]
OS 319	FSRQ	46.98	44.88	[18]	44.69	42.58	[19]	8.22	[20]
4C +38.41	FSRQ	48.72	45.44	[18]	44.85	41.56	[19]	7.54	[20]
MKN 501	BLL	44.46	42.80	[18]				8.72	[20]
PKS 0454-46	FSRQ	47.11	44.54	[18]				8.05	[20]
4C +56.27	BLL	46.93	44.61	[18]	43.40	41.08	[19]	9.10	[20]
S5 1803+784	BLL	47.08	44.83	[18]	43.75	41.50	[19]	8.82	[20]
BL Lac	BLL	45.16	43.40	[18]	41.50	39.73	[19]	8.58	[20]
4C +51.37	FSRQ	47.83	45.01	[18]	44.42	41.61	[19]	7.97	[20]
PKS 2052-47	FSRQ	48.33	45.34	[18]				7.88	[20]
S5 0716+714	BLL	46.78	44.46	[18]	42.44	40.12	[19]	7.74	[20]
EXO 0706.1+5913	BLL	44.70	42.96	[18]				8.67	[20]
4C +71.07	FSRQ	48.36	45.16	[18]	45.23	42.03	[19]	7.22	[20]
B2 0827+24	FSRQ	47.17	44.07	[18]	43.68	40.58	[19]	8.41	[20]
MKN 180	BLL	43.85	42.40	[18]				8.10	[20]
1ES 1028+511	BLL	45.76	43.66	[18]				8.70	[20]
S4 0954+658	BLL	45.98	43.80	[18]				8.37	[20]
1ES 0806+524	BLL	45.14	43.25	[18]				8.65	[20]
4C +55.17	FSRQ	47.70	44.93	[18]				8.42	[20]
PG 1246+586	BLL	47.20	44.60	[18]				9.15	[20]
S4 0814+425	BLL	46.17	45.01	[18]	42.41	41.24	[19]	8.01	[20]
S4 0917+44	FSRQ	48.72	45.60	[18]				7.88	[20]
PG 1437+398	BLL	45.31	43.36	[18]				8.95	[20]
PKS 0336-019	FSRQ	46.96	43.93	[18]	44.16	41.13	[19]	7.21	[20]
PKS 0420-01	FSRQ	47.62	45.22	[18]	44.24	41.84	[19]	8.04	[20]

Continua na próxima página...

Tabela C.2 - Continuação

Fontes	Tipo	$\log_{10}(L_{\gamma}^{iso})$	$\log_{10}(L_{\gamma})$	Ref.	$\log_{10}(L_R^{iso})$	$\log_{10}(L_R)$	Ref.	$\log_{10}(M/M_{\odot})$	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
PKS 0440-00	FSRQ	47.57	44.84	[18]				7.23	[20]
4C -02.19	FSRQ	48.02	45.28	[18]	44.98	42.24	[19]	8.50	[20]
PKS 0528+134	FSRQ	48.32	45.36	[18]	45.00	42.04	[19]	7.66	[20]
PKS 0537-441	BLL	48.25	45.29	[18]				8.02	[20]
PKS 0735+17	BLL	46.57	44.19	[18]	43.23	40.85	[19]	8.08	[20]
PKS 2201+04	BLL	43.11	41.91	[18]				7.76	[20]
1ES 1741+196	BLL	44.18	42.62	[18]				8.93	[20]

Tabela C.3 - Emissões em raios-gama de GRBs. Colunas (1) e (5): nome da fonte; Colunas (2) e (6) logaritmo da luminosidade em raios-gama isotrópica (em erg/s); Colunas (3) e (7): logaritmo da luminosidade em raios-gama (em erg/s) corrigida pelo *Doppler boosting*; Colunas (4) e (8): Referências. Obtida de [Kadowaki et al. \(2015\)](#).

Fontes	$\log_{10}(L_{\gamma}^{iso}[erg/s])$	$\log_{10}(L_{\gamma}[erg/s])$	Ref.	Fontes	$\log_{10}(L_{\gamma}^{iso}[erg/s])$	$\log_{10}(L_{\gamma}[erg/s])$	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
90323	53.06	50.14	[18]	21004	51.55	49.93	[18]
90328	51.47	48.9	[18]	31203	49.43	47.52	[18]
090902B	53.63	51	[18]	30329	50.82	48.42	[18]
090926A	53.46	51.55	[18]	50709	51.22	49.87	[18]
81222	53.28	50.35	[18]	050820A	53.13	50.95	[18]
90424	51.52	49.69	[18]	50904	52.63	50.62	[18]
90618	52.19	50.02	[18]	60218	46.09	46.01	[18]
91020	51.65	49.51	[18]	60418	51.28	50.16	[18]
91127	50.47	48.13	[18]	70125	52.61	51.03	[18]
091208B	50.8	48.7	[18]	080319B	51.26	49.13	[18]
970228	50.63	48.02	[18]	50505	51.86	48.66	[18]
970508	50.86	49.71	[18]	50814	52.36	49.32	[18]
970828	51.43	49.32	[18]	051109A	50.79	48.02	[18]
971214	52.49	50.16	[18]	051221A	50.7	49.02	[18]
980613	50.43	48.81	[18]	60124	53.6	50.55	[18]
980425	46.84	45.1	[18]	60614	49.73	48.05	[18]
980703	51.19	49.47	[18]	60707	51.18	49.16	[18]
990123	52.79	50.36	[18]	60814	52.96	50.24	[18]
990510	51.91	49.14	[18]	61021	49.75	47.8	[18]
990705	52.17	49.8	[18]	061222A	52.76	49.8	[18]
991216	52.86	50.36	[18]	70306	52.7	50.16	[18]
21004	52.54	50.39	[18]	70318	52.69	50.76	[18]
926	53.82	51.58	[18]	70508	51.76	49.03	[18]

Continua na próxima página. . .

Tabela C.3 - Continuação

Fontes (1)	$\log_{10}(L_{\gamma}^{iso}[erg/s])$ (2)	$\log_{10}(L_{\gamma}[erg/s])$ (3)	Ref. (4)	Fontes (5)	$\log_{10}(L_{\gamma}^{iso}[erg/s])$ (6)	$\log_{10}(L_{\gamma}[erg/s])$ (7)	Ref. (8)
10222	52.46	49.65	[18]	80310	51.81	49.1	[18]
11211	51.62	49.41	[18]	080413B	52.61	50.35	[18]
20405	51.49	49.45	[18]	90313	51.23	48.38	[18]
20813	52.29	49.47	[18]	91018	50.04	47.57	[18]

Observações. Referências (para todas as tabelas): [0] Nagar et al. (2005), [1] Richstone et al. (1998), [2] Gebhardt et al. (2000), [3] Merritt e Ferrarese (2001), [4] Tremaine et al. (2002), [5] Merloni et al. (2003), [6] Hannikainen et al. (2001), [7] Remillard e McClintock (2006), [8] Ackermann et al. (2012), [9] Middleton et al. (2008), [10] Abdo et al. (2009), [11] Israel (1998), [12] Abdo et al. (2010), [13] Aleksić et al. (2014), [14] Aleksić et al. (2014), [15] Kadler et al. (2012b), [16] Malyshev et al. (2013), [17] Piano et al. (2012), [18] Nemmen et al. (2012), [19] Kharb et al. (2010) e [20] Vovk e Neronov (2013).

Artigos publicados durante o doutorado

Neste anexo, apresentamos os artigos que foram publicados durante o doutorado. No primeiro deles, [Kadowaki, de Gouveia Dal Pino e Singh \(2015\)](#), é apresentado o estudo analítico da potência magnética liberada em eventos de reconexão “rápida” (\dot{W}_B) induzidos a partir de um mecanismo de resistividade anômala (veja [Parker, 1979](#); [Biskamp et al., 1997](#); [Shay et al., 1998](#)) ou turbulência (veja [Lazarian e Vishniac, 1999](#); [Kowal et al., 2009, 2012](#)), onde admitimos, também, um disco de acreção geometricamente fino e opticamente espesso ([Shakura e Sunyaev, 1973](#)) para obter as condições da região disco/coroa, necessárias para o cálculo de \dot{W}_B . Neste trabalho, comparamos os resultados obtidos com as observações das emissões em rádio e em raios-gama de uma extensa amostra de fontes astrofísicas, tais como, microquasares, LLAGNs, blazares e GRBs. Estes resultados são apresentados no Capítulo 2 desta tese. No segundo artigo, [Singh, de Gouveia Dal Pino e Kadowaki \(2015\)](#), apresentamos um estudo semelhante, porém admitindo um regime sub-Kepleriano de um disco de acreção geometricamente espesso e magnetizado (veja [Narayan e McClintock, 2008](#); [Meier, 2005, 2012](#)), comparando as estimativas de \dot{W}_B com as observações. Estes últimos resultados foram descritos no Capítulo 3.

THE ROLE OF FAST MAGNETIC RECONNECTION ON THE RADIO AND GAMMA-RAY EMISSION FROM THE NUCLEAR REGIONS OF MICROQUASARS AND LOW LUMINOSITY AGNs

L. H. S. KADOWAKI, E. M. DE GOUVEIA DAL PINO, AND C. B. SINGH

Department of Astronomy (IAG-USP), University of Sao Paulo, Brazil; luis.kadowaki@iag.usp.br, dalpino@iag.usp.br

Received 2014 October 8; accepted 2015 February 3; published 2015 March 30

ABSTRACT

Fast magnetic reconnection events can be a very powerful mechanism operating in the core region of microquasars and active galactic nuclei (AGNs). In earlier work, it has been suggested that the power released by fast reconnection events between the magnetic field lines lifting from the inner accretion disk region and the lines anchored into the central black hole could accelerate relativistic particles and produce the observed radio emission from microquasars and low luminosity AGNs (LLAGNs). Moreover, it has been proposed that the observed correlation between the radio emission and the mass of these sources, spanning 10^{10} orders of magnitude in mass, might be related to this process. In the present work, we revisit this model comparing two different fast magnetic reconnection mechanisms, namely, fast reconnection driven by anomalous resistivity (AR) and by turbulence. We apply the scenario above to a much larger sample of sources (including also blazars, and gamma-ray bursts—GRBs), and find that LLAGNs and microquasars do confirm the trend above. Furthermore, when driven by turbulence, not only their radio but also their gamma-ray emission can be due to magnetic power released by fast reconnection, which may accelerate particles to relativistic velocities in the core region of these sources. Thus the turbulent-driven fast reconnection model is able to reproduce very well the observed emission. On the other hand, the emission from blazars and GRBs does not follow the same trend as that of the LLAGNs and microquasars, indicating that the radio and gamma-ray emission in these cases is produced beyond the core, along the jet, by another population of relativistic particles, as expected.

Key words: accretion, accretion disks – galaxies: active – gamma rays: general – magnetic reconnection – radio continuum: general – binaries: general

1. INTRODUCTION

Galactic black hole (GBH) binary systems (also referred as microquasars) and active galactic nuclei (AGNs) often exhibit variability and quasi-periodic relativistic outflow ejections of matter that may offer important clues about the physical processes that occur in their inner regions, in the surroundings of the central black hole (BH). Several authors have been exploring these phenomena for decades both observationally and also by means of theoretical and numerical modeling (see, e.g., de Gouveia Dal Pino & Lazarian 2005; Remillard & McClintock 2006; McKinney & Blandford 2009; Fender & Belloni 2012; Zhang et al. 2014, for recent reviews).

A potential model to explain the origin of these ejections and the often associated radio flare emissions was proposed by Gouveia Dal Pino & Lazarian (2005, hereafter GL05) for microquasars and extended to AGNs and young stellar objects by de Gouveia Dal Pino et al. (2010a, hereafter GPK10) (see also de Gouveia Dal Pino et al. 2010b). Their model invokes the interactions between the magnetosphere anchored into the central BH horizon (Blandford & Znajek 1977) and the magnetic field lines arising from the accretion disk.

In accretion episodes where the accretion rate is increased (and may even approach the critical Eddington rate), both magnetic fluxes are pushed together in the inner disk region and reconnect under finite magnetic resistivity (see Figure 1). In the presence of kinetic plasma instabilities (Shay et al. 2004; Yamada et al. 2010), anomalous resistivity (AR) (e.g., Parker 1979; Biskamp et al. 1997; Shay et al. 1998), or turbulence (see Lazarian & Vishniac 1999, hereafter LV99; Kowal et al. 2009, 2012), reconnection becomes very efficient and fast (with reconnection velocities approaching the local Alfvén

speed, which in these systems is near the light speed) and then may cause the release of large amounts of magnetic power. Part of this power will heat the coronal and the disk gas and part may accelerate particles to relativistic velocities.

A first-order Fermi process for particle acceleration at the magnetic discontinuity was first described analytically in GL05 and then successfully tested numerically in collisionless pair plasmas by means of particle-in-cell simulations which can probe only the kinetic scales of this process (see Drake et al. 2006, 2010; Zenitani & Hoshino 2008; Zenitani et al. 2009)¹, and more recently by means of 3D collisional MHD simulations with injected test particles which probed the efficiency of this process also at the macroscopic scales of the flow by Kowal et al. (2011, 2012) (see also de Gouveia Dal Pino et al. 2014; de Gouveia Dal Pino & Kowal 2015, for reviews). It has been found that particles accelerated by this process are able to produce synchrotron radio spectra with power-law indices that are comparable to the observations (Kowal et al. 2012; de Gouveia Dal Pino et al. 2014; de Gouveia Dal Pino & Kowal 2015).²

Employing the magnetic reconnection model above in the surrounds of BHs, GPK10 found some evidence that the observed correlation between the radio luminosities and the BH source masses, spanning 10^{10} orders of magnitude in mass and

¹ Where magnetic islands or Petschek-like X-point configurations of fast reconnection are naturally driven and sustained by, e.g., the Hall effect or kinetic instabilities.

² As argued in GL05, the particle acceleration mechanism above is not the only possibility. Relativistic particles may be also produced behind shocks in the surrounds of the reconnection region. As in the Sun, plasmoids formed by reconnection of the field lines may violently erupt and cause the formation of a shock front, and accelerated particles behind the shock front can also lead to power-law synchrotron radio emission.

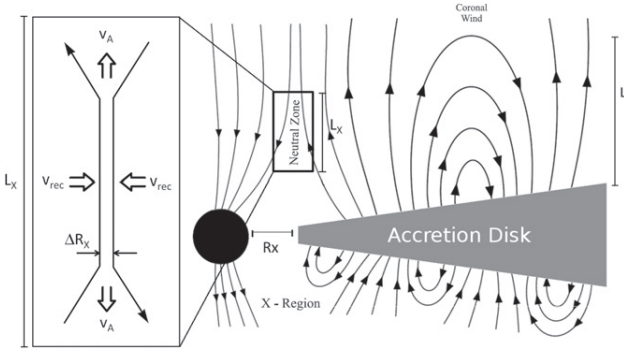


Figure 1. Schematic drawing of the magnetic field geometry in the region surrounding the BH. R_X characterizes the inner accretion disk radius where the disk ram pressure balances the BH magnetosphere pressure. The lines arising from the accretion disk into the corona are pushed toward those anchored into the BH when the accretion rate is large enough and reconnection is fast at the magnetic discontinuity region of width ΔR_X and extension L_X in the figure (adapted from GL05). In the detail on the left side we highlight the magnetic reconnection site properties. In particular, when turbulence is present, this is superposed to the large scale magnetic field lines.

10^6 in luminosity, from microquasars to low-luminosity AGNs (LLAGNs) (see Merloni et al. 2003; Fender et al. 2004; Nagar et al. 2005) could be explained by the magnetic power released by fast reconnection.³ They also argued that this mechanism could be related to the transition between the observed “hard” and “soft” steep-power-law (SPL) states of microquasars (e.g., Remillard & McClintock 2006).

Lately, similar mechanisms involving magnetic activity and reconnection in the core regions of compact sources to explain their emission spectra have been also invoked by other authors (see, e.g., Igumenshchev 2009; Soker 2010; Dexter et al. 2014; Huang et al. 2014; Uzdensky & Spitkovsky 2014). In particular, magnetic reconnection between the magnetospheric lines of the central source and those anchored into the accretion disk resulting in the ejection of plasmoids has been detected in numerical MHD studies (see, e.g., Romanova et al. 2002, 2011; Zanni & Ferreira 2009, 2013; Ćemeljić et al. 2013). The recent numerical relativistic MHD simulations of magnetically arrested accretion disks by Tchekhovskoy et al. (2011), McKinney et al. (2012), and Dexter et al. (2014) also evidence the development of magnetic reconnection in the magnetosphere of the BH and are consistent with the scenario above. Dexter et al. (2014) also suggest that this process could be related to the transition from the “hard” to the “soft” SPL states and the transient phenomena observed in BH binaries.

In the framework of very high energy (VHE) emission, for several years blazars (FSRQs and BL Lac objects), i.e., AGNs with highly beamed jets toward the line of sight, have been the largest sample detected by gamma-ray telescopes. This fact is consistent with the standard scenario for which the VHE of these sources is attributed to conventional relativistic particle acceleration along the jet, with the gamma-ray emission (due to either leptonic synchrotron self-Compton—SSC, or proton SSC, or Inverse Compton (IC) emission) being strongly Doppler boosted and producing the observed apparently high fluxes.

Recently, however, a few nearby radio galaxies, which are considered LLAGNs, have been also detected at TeV energies by HEGRA, HESS, MAGIC and VERITAS, namely M87, Cen

A, and NGC1275 (see, e.g., Sol et al. 2013, and references therein).⁴ The viewing angle of the large scale jets of these sources is of several degrees (e.g., for M87 it is of the order of 30° ; Reynoso et al. 2011), which allows only moderate Doppler boosting and the AGN source is highly underluminous (e.g., for M87, $L_{bol} \leq 10^{-5} L_{Edd}$). Both characteristics make it very hard to explain the VHE of these sources within the same standard scenario of blazars. Besides, the TeV emission in these sources is highly variable with timescales of a few days ($t_{var} \sim 1-2$ days for M87), pointing to extremely compact emission regions (corresponding to scales of only a few Schwarzschild radii; e.g., Abramowski et al. 2012). These findings have motivated several new studies on alternative particle acceleration mechanisms (see, e.g., de Gouveia Dal Pino et al. 2014, for reviews) and emission theories (e.g., Neronov & Aharonian 2007; Rieger & Aharonian 2008; Tavecchio & Ghisellini 2008a, 2008b; Abdo et al. 2009), where gamma-ray GeV–TeV emission is considered to be produced in the vicinity of the BH (in a pulsar-like cascade mechanism) and/or at the jet launching basis.

As described above, magnetic activity and reconnection events occurring close to BHs could also offer appropriate conditions for producing particle acceleration and the associated VHE gamma-ray emission in these sources, via interactions of the accelerated particles with the photon, density and magnetic fields in the surrounds of the BH. Similarly, microquasars are also expected to emit high energy gamma rays, particularly owing to their general similarities to LLAGNs (e.g., Romero et al. 2007; GPK10). Until now, only one source of this type, namely Cyg-X3, has been unambiguously detected in the GeV gamma rays, by the Agile and Fermi observatories (Fermi LAT Collaboration et al. 2009; Tavani et al. 2009). At TeV energies, only upper limit fluxes are available, in spite of intensive monitoring (Aleksić et al. 2010b). There is also some evidence of sporadic GeV–TeV gamma-ray emission from Cyg X-1 (Albert et al. 2007; Malyshev et al. 2013) and upper limits in the 0.1–10 GeV range for GRS 1915 + 105 and GX 339 – 4 (see, e.g., Bodaghee et al. 2013).

With regard to blazars, a recent study has identified an important correlation between these sources and gamma-ray bursts (GRBs) (see Nemmen et al. 2012). These authors showed that the relativistic jets produced in both classes exhibit nearly the same correlation between the kinetic power carried out by accelerated particles and the gamma-ray luminosity. They concluded that this would be an indication that the bulk of the high energy emission comes from the jet region in these sources, therefore reinforcing the standard scenario for blazar emission. On the other hand, so far there has been no evidence of such a correlation for LLAGNs. This lack of correlation may be a further indication that the acceleration zones responsible for the observed high energy emission in the latter are not in the jet, but in the core, at the jet launching region, as suggested in the GL05 (and GPK10) model and by the observations described above.

Since the gamma-ray emission is correlated with the accelerated relativistic particles that produce the radio observed emission (via, e.g., IC, SSC, proton–proton, or proton–photon up-scatterings), in the present work we apply the GL05 scenario of reconnection-driven acceleration in the magnetized corona around the accretion disk and the BH of the sources and

³ By LLAGNs we mean sources with $L_{H\alpha} \leq 10^{40}$ erg s⁻¹ (see Ho et al. 1997; Nagar et al. 2005).

⁴ There is also the case of IC310, a radio galaxy which has been interpreted as belonging to the blazar family, and a few other cases of radio galaxies to be confirmed at VHE.

investigate whether or not the gamma-ray emission of microquasars and LLAGNs can be also associated to this mechanism in the core region. Moreover, we explore two possible mechanisms for driving fast magnetic reconnection, namely AR, which was also employed in the previous [GL05](#) and [GPK10](#) studies, and turbulence based on the [LV99](#) model. We further extend the earlier study by [GPK10](#), who found a correlation between the observed radio luminosity of the accelerated particles and the magnetic power released by reconnection in the core region for a few microquasars and LLAGNs, to a much larger sample of sources. We find that this trend is confirmed also in the much larger sample. We finally compare this with a sample of blazars and GRBs to examine the trend for more luminous sources.

The sections of this work are divided as follows: in Section 2 we briefly describe the model and summarize the main assumptions used to calculate the magnetic power released by fast magnetic reconnection in the core region of compact sources hosting BHs, comparing the results obtained for assuming either AR or turbulence to make reconnection fast. In Section 3, we describe the sample of sources and their observed core radio and gamma-ray emission which are compared with the theoretical predictions of our model. Finally, in Section 4, we discuss the implications of our results for all classes of sources and draw our general conclusions.

2. MAGNETIC POWER PRODUCED BY FAST RECONNECTION IN THE SURROUNDS OF A BH

2.1. Possible Scenario for the Accretion Disk and Corona Right Before Fast Magnetic Reconnection

Our model is described in detail in earlier work ([GL05](#) and [GPK10](#)) and we summarize here its main assumptions, introducing important new upgrades as described below. As in [GL05](#) and [GPK10](#), we assume that the inner region of the accretion disk/corona system alternates between two states which are controlled by changes in the global magnetic field. As described in the previous section, we consider that right before a fast magnetic reconnection event the system is in a state that possibly characterizes the transition from the hard to the soft state, and adopt a magnetized standard (geometrically thin and optically thick) accretion disk ([Shakura & Sunyaev 1973](#)) with a corona around a BH, as shown in the cartoon of Figure 1. Nevertheless, we must stress that the real structure of the accretion disk is not a crucial point for the purposes of our study because our focus is the inner coronal disk region where the interaction of the magnetic field lines with the BH magnetosphere takes place (see more in the discussion section).

A magnetosphere around the central BH may be built from the continuous drag of magnetic field lines by the accretion disk (e.g., [MacDonald et al. 1986](#), p. 120; [Wang et al. 2002](#)). The coronal disk large-scale poloidal magnetic field can be in turn established either by advection of lines carried from the outer regions of the disk or by the action of a dynamo inside the accretion disk (e.g., [Livio et al. 2003](#); [King et al. 2004](#); [Uzdensky & Goodman 2008](#); [Krolik & Piran 2011, 2012](#)) possibly driven by the combination of magnetorotational instability (see [Balbus & Hawley 1998](#)) and disk differential rotation.

According to mean field dynamo theory (see [GL05](#) and references therein), an inversion of the polarization of the large scale magnetic lines is expected to occur every half of the dynamo cycle; when this happens a new flux of disk lines

should reach the inner region with an inverted polarity with respect to the magnetic flux already anchored into the BH, therefore favoring magnetic reconnection between the two fluxes ([GL05](#); [GPK10](#)). Whether the magnetic flux is produced by a dynamo in the disk itself or advected from the outer regions, or both, its sign is expected to change periodically, although the characteristic time scale of this variation is hard to compute in the absence of a detailed modeling of the dynamo in the disk or of the flux advected from the outer regions ([Tagger et al. 2004](#); [Tchekhovskoy et al. 2014](#); [GL05](#)). In the case of the microquasar GRS 1915 + 105, for instance, it has been suggested (see [Tagger et al. 2004](#)) that the long term evolution of the field configuration could be of the order of one to a few years so that half of the time the field fluxes in the inner disk edge and in the BH would be antiparallel and the rest of the time parallel. [Tchekhovskoy et al. \(2014\)](#) suggest that the time scales might be possibly regulated by the accretion time scale at the outer radii of the disk ($t_{\text{acc}} = \alpha^{-1}(H/r)^{-2}\Omega_K^{-1}$, where $\Omega_K = (GM/r^3)^{1/2}$, with α being the disk viscosity parameter, H its height and r the radial distance) which may imply much faster time scales. Numerical simulations of MRI-driven MHD turbulence, which involves part of a mean field dynamo growth, show that generally ~ 10 orbital periods are required to reach saturation ([Stone et al. 1996](#)), but the building of the large scale poloidal component may take longer and thus the time for its inversion in the disk. [Dexter et al. \(2014\)](#) performed 3D MHD long term simulations, letting material be accreted with a magnetic field with opposite polarity with respect to that attached to the BH and detecting a field inversion in the latter after $t \sim 2 \times 10^4 R_S/c$ (where R_S is the Schwarzschild radius), which also indicates a very fast process. All these processes are usually connected with different variability phenomena that are detected in BH sources and span a large interval of time scales. The determination of a precise characteristic time scale at which the system may reach exactly the configuration as idealized in Figure 1 is out of the scope of the present work. Nevertheless, the recent observations of a dynamically important magnetic field near the Galactic Center BH (see, e.g., [Zamaninasab et al. 2014](#)), as well as relativistic numerical simulations of accretion disk–BH magnetosphere interactions as described above (see [McKinney et al. 2012](#); [Dexter et al. 2014](#)) indicate that this is a quite possible configuration in the surrounds of BHs.

The poloidal magnetic field lines built in the corona summed to the disk differential rotation give rise to a wind that removes angular momentum from the system, leading to an increase in the accretion rate and thus an increase in the ram pressure of the accreting material. This will further accumulate the magnetic lines in the inner disk coronal region, pressing them against the lines anchored in the BH horizon and facilitating the production of a fast magnetic reconnection event (see [GL05](#) and the neutral zone in Figure 1). As shown in [GL05](#) and [GPK10](#), a fast magnetic reconnection event may release substantial magnetic power. In order to evaluate this amount of magnetic power we need first to characterize the coronal parameters in the inner disk region.

We consider here a strongly magnetized fluid in the surrounds of the BH for which the condition $R_i < L_{\text{mfp}} < L$ is fulfilled (where L characterizes the large scale dimension of the system, $L_{\text{mfp}} \sim 1.8 \times 10^4 n^{-1} T^2$ cm is the ion mean free path for Coulomb collisions, and $R_i \sim 2.1 \times 10^9 (E/B)$ cm is the ion Larmor radius; see more below). For such scales a

weakly collisional or effectively collisional MHD description is more than appropriate (e.g., Kulsrud 1983).

It should be noticed also that we consider a nearly non-relativistic MHD approach for describing the coronal region around the BH (see also, e.g., Liu et al. 2003). The ion/electron temperatures are smaller than or equal to $\sim 10^9$ K, which makes the fluid approximately non-relativistic and reasonably well described by the standard equations below. Nevertheless, with regard to reconnection, the fact that the Alfvén speed v_A may become comparable to the light speed for the conditions analyzed here may imply that eventually fast reconnection becomes nearly relativistic. Based on studies performed mostly for collisionless reconnection (see, e.g., the reviews of Uzdensky 2011; Lyutikov & Lazarian 2013; de Gouveia Dal Pino et al. 2014, and references therein), it has been found that the behavior of slow and fast reconnection in relativistic regimes is compatible with that of non-relativistic reconnection. There is also a recent work by Cho & Lazarian (2014) where it is demonstrated that relativistic collisional MHD turbulence behaves as in the non-relativistic case. This indicates that collisional turbulent fast reconnection theory (as described, e.g., in the LV99 model, see below) can be directly applicable to the relativistic case (see also Lyutikov & Lazarian 2013) and we will adopt this approach here.

As remarked, we employ below the standard optically thick, geometrically thin accretion disk model (Shakura & Sunyaev 1973). In GL05 and GPK10 works, the inner radius of the accretion disk (R_X) was taken at the last stable orbit around the BH ($3R_S$, where $R_S = 2GM/c^2 = 2.96 \times 10^5 M/M_\odot$ cm is the Schwarzschild radius). Although physically possible, this condition may lead to a singularity in the Shakura–Sunyaev disk solutions and, therefore, we presently adopt an inner radius $R_X = 6R_S$, which does not affect the earlier results much numerically but avoids the singularity. For a BH with stellar mass $M = 14 M_\odot$ (which is suitable for microquasars) this gives $R_X = 6R_S \simeq 2.48 \times 10^7$ cm. Besides, this condition ensures that R_X and all characteristic large scales of the system will satisfy the condition for employment of the nearly collisional MHD fluid approximation (namely, $R_i \ll L_{\text{mfp}} \lesssim R_X$).

In order to determine the magnetic field intensity in the inner region immediately before an event of violent magnetic reconnection, we assume the equilibrium between the disk ram pressure and the magnetic pressure of the BH magnetosphere. As in GPK10, we approach the radial accretion velocity by the free fall velocity and also assume that the intensity of the field that was dragged by the disk and anchored into the BH horizon neighborhood is of the order of the inner disk magnetic field intensity (see MacDonald et al. 1986, p. 120 and GL05), which gives

$$\frac{\dot{M}}{4\pi R^2} \left(\frac{2GM}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \sim \frac{B_d^2}{8\pi}. \quad (1)$$

or⁵

$$B_d \simeq 9.96 \times 10^8 r_X^{-\frac{5}{4}} \dot{m}^{\frac{1}{2}} m^{-\frac{1}{2}} \text{ G}, \quad (2)$$

where $r_X = R_X/R_S$ is the inner radius of the accretion disk in R_S

⁵ We note that in GPK10, Equation (1) was parameterized in terms of β , namely the ratio between the total disk pressure (gas + radiation pressure) and the magnetic pressure, rather than in terms of \dot{m} . In the case of a radiation-pressure dominated disk (Shakura & Sunyaev 1973), both parameters are related through the equation: $\beta \simeq 0.12\alpha^{-1} r_X \dot{m}^{-1}$.

units, $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ is the mass accretion rate in \dot{M}_{Edd} units (which corresponds to the Eddington mass accretion rate $\dot{M}_{\text{Edd}} = 1.45 \times 10^{18} m \text{ g s}^{-1}$), and $m = M/M_\odot$ is the BH mass in solar mass units.

To quantify the parameters of the corona right above the inner disk region, as in GL05 and GPK10 we employ the model of Liu et al. (2002):

$$T_c \simeq 1.74 \times 10^6 \Gamma^{\frac{1}{4}} B_d^{\frac{3}{4}} L^{\frac{1}{8}} U_{\text{rad}}^{-\frac{1}{4}} \text{ K}, \quad (3)$$

$$n_c \simeq 9.64 \times 10^{17} \Gamma^{\frac{1}{2}} B_d^{\frac{3}{2}} L^{-\frac{3}{4}} U_{\text{rad}}^{-\frac{1}{2}} \text{ cm}^{-3}, \quad (4)$$

where T_c and n_c are the coronal temperature and density, respectively, L is the size of a coronal magnetic flux tube (which will also characterize the height of the corona), and U_{rad} is the disk soft radiation energy density. In GL05 and GPK10, to evaluate this quantity we neglected for simplicity the effects of disk opacity. Here, we give U_{rad} in terms of the effective temperature at the disk surface (e.g., Frank et al. 2002; Liu et al. 2003):

$$U_{\text{rad}} = aT_{\text{eff}}^4 = \frac{4}{c} \frac{3GM\dot{M}q^4}{8\pi R_X^3}. \quad (5)$$

where $q = [1 - (3R_S/R_X)^{1/2}]^{1/4}$.

Using Equations (2) and (5), the coronal parameters can be rewritten as

$$T_c = 2.73 \times 10^9 \Gamma^{\frac{1}{4}} r_X^{-\frac{3}{16}} l^{\frac{1}{8}} q^{-1} \dot{m}^{\frac{1}{8}} \text{ K}, \quad (6)$$

$$n_c \simeq 8.02 \times 10^{18} \Gamma^{\frac{1}{2}} r_X^{-\frac{3}{8}} l^{-\frac{3}{4}} q^{-2} \dot{m}^{\frac{1}{4}} m^{-1} \text{ cm}^{-3}, \quad (7)$$

where $l = L/R_S$. Also, instead of employing $v_A \simeq c$ as in GL05 and GPK10, we have replaced v_A by its relativistic form $v_A = \Gamma v_{A0}$, with $v_{A0} = B/(4\pi\mu m_H n_c)^{1/2}$, $m_H = m_p$ is the proton rest mass, $\mu \sim 0.6$, and $\Gamma = [1 + (v_{A0}/c)^2]^{-1/2}$ (e.g., Somov 2012).⁶

As described in GL05 and GPK10, the rate of magnetic energy that can be extracted from the reconnection (neutral) zone in the corona (above and below the disk in Figure 1) through reconnection is $\dot{W}_B = (B^2/8\pi)\xi v_A(4\pi R_X L_X)$, where $\xi = v_{\text{rec}}/v_A$ is the magnetic reconnection rate, v_{rec} is the reconnection velocity, and L_X is the length of the reconnection region. Mass flux conservation and Figure 1 imply that $\Delta R_X/L_X = v_{\text{rec}}/v_A$. Therefore,

$$\dot{W}_B = \frac{B^2}{8\pi} v_A (4\pi R_X \Delta R_X), \quad (8)$$

where B is the coronal magnetic field in the reconnection zone which is of the order of B_d , and ΔR_X is the width of the current sheet. Its estimate depends on the fast reconnection model adopted.

2.2. Fast Reconnection Driven by AR

In GL05 and GPK10 we assumed that fast reconnection is driven by AR (see Parker 1979; Biskamp et al. 1997; LV99). This is based on the onset of current driven instabilities, which can enhance the microscopic Ohmic resistivity and speed up reconnection (e.g., Papadopoulos 1977, Parker 1979; Biskamp

⁶ We note that for the parametric space considered here, $0.36 \lesssim \Gamma \lesssim 0.99$ is obtained numerically from the solution of the equation $v_{A0} \simeq 9.78 \times 10^{10} \Gamma^{-\frac{1}{4}} r_X^{-\frac{17}{16}} l^{\frac{3}{8}} q \dot{m}^{\frac{3}{8}}$.

et al. 1997). It gives rates which are much faster than the standard Sweet–Parker slow reconnection (which is driven by Ohmic resistivity) and may be naturally present in regions of strong magnetic fields, like those around the BH. When the electron–ion drift velocity exceeds the electron thermal velocity, there can be an electron runaway which causes the formation of electron beams that in turn generate plasma electrostatic waves, giving rise to collective interactions. Electrons are scattered by these fields rather than by individual ions and the classical Spitzer resistivity is replaced by an AR (e.g., Papadopoulos 1977). Following (Parker 1979; Biskamp et al. 1997; LV99, see also GL05), we can estimate the width of the current sheet for AR:

$$\Delta R_X = \frac{c\Delta B}{4\pi n_e Z e v_{th,c}}, \quad (9)$$

where $\Delta B \simeq 2B \simeq 2B_d$, and $v_{th,c} = (kT_c/m_p)^{1/2}$ is the thermal velocity of the ions of charge Ze in the corona. From Equations (2), (6) and (7), we obtain:

$$\Delta R_X \simeq 2.02 \Gamma^{-5/8} r_X^{-1/32} l^{11/16} q^{5/2} \dot{m}^{3/16} m^{1/2} \text{ cm}. \quad (10)$$

Under these conditions, the magnetic power released during violent fast magnetic reconnection in the surrounds of a BH is approximately given by⁷

$$\dot{W}_B \simeq 2.89 \times 10^{34} \Gamma^{1/8} r_X^{-1/32} l^{17/16} q^{7/2} \dot{m}^{25/16} m^{1/2} \text{ erg s}^{-1}. \quad (11)$$

We note that with the adopted normalization, Γ , r_X , l , q , \dot{m} , and m are dimensionless parameters.

2.3. Fast Magnetic Reconnection Driven by Turbulence

In the previous section, we derived the magnetic power released by fast magnetic reconnection due to AR (see Parker 1979; Biskamp et al. 1997). Equation (10) shows that the resulting thickness of the reconnection region is very small compared to the large scales of the system. Though still much larger than the ion Larmor radius ($R_i \simeq 6.4 \times 10^{-5} \Gamma^{1/8} r_X^{37/32} l^{1/16} q^{-1/2} \dot{m}^{1/2} m^{-7/16}$ cm), it indicates that AR prevails only at the small scales of the system.

On the other hand, the systems we are dealing with (microquasars and AGNs), like most astrophysical systems, have very large Reynolds number, $R_e \sim LV/\nu \sim 10^{20} - 10^{28}$, where V is a characteristic fluid velocity, ν is the viscosity which for a magnetically dominated fluid is mainly normal to the magnetic field and is given by $\nu_{\perp} \simeq 1.7 \times 10^{-2} n \ln \Lambda T^{-1/2} B^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, where $\ln \Lambda$ is the Coulomb logarithm, $\Lambda = 3/2e^3 (k^3 T^3 / \pi n)^{-1/2} \min [1, (4.2 \times 10^5 / T)^{1/2}]$ (see Spitzer 1962; Zhang & Yan 2011). Similarly, the magnetic Reynolds number $R_m = LV/\eta \sim 10^{18} - 10^{24}$, where η is the magnetic resistivity which in the regime of strong magnetic fields is given by $\eta_{\perp} \simeq 1.3 \times 10^{13} Z \ln \Lambda T^{-3/2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (Spitzer 1962). These large Reynolds numbers imply that the fluid and the magnetic fields can be highly distorted and turbulent if there is turbulence driving. In other words, the growth of any

instability such as, for instance, the current driven instabilities mentioned above (like, e.g., the Buneman instability which occurs when $T_e/T_i \sim 1$, where T_e and T_i are the electron and ion temperatures, respectively, Papadopoulos (1977)) can naturally drive turbulence with characteristic velocities around the particles' thermal speeds. Also, the occurrence of continuous magnetic reconnection with the ejection of plasmoids during the building of the corona itself in the surrounds of the BH (Liu et al. 2002, 2003) will contribute to the onset of turbulence. Numerical simulations of coronal disk accretion also indicate the formation of turbulent flow in the surrounds of the BH that may be triggered, e.g., by magnetorotational instability (see e.g. Tchekhovskoy et al. 2011; McKinney et al. 2012; Dexter et al. 2014).

Turbulence is known to speed up the reconnection. In this case, we can examine an alternative model of fast reconnection driven by turbulence. We here adopt the turbulent collisional fast reconnection model introduced by LV99.

According to LV99 theory, the presence of even weak turbulence in a collisional flow causes the wandering of the magnetic field lines (facilitated by Richardson diffusion, see below) which allows for simultaneous events of reconnection to occur in small patches, making reconnection naturally fast and independent of the Ohmic resistivity. In other words, the spontaneous stochasticity introduced by the weak turbulence in the mean field causes the diffusion of the magnetic field lines, which is a macroscopic process independent of microscopic resistivity. The reconnection over small patches of magnetic field determines the local reconnection rate. The global reconnection rate is substantially larger as many independent patches reconnect simultaneously. In other words, the LV99 model predicts that the small scale events happen at a slow (Sweet–Parker) rate, but the net effect of several simultaneous events makes reconnection fast. This theory has been thoroughly discussed in the literature in many papers and reviews (see, e.g., Eyink et al. 2011, 2013; Lazarian et al. 2012, 2015) and successfully tested by means of 3D MHD simulations (Kowal et al. 2009, 2012; Xu & Yan 2013).

In the LV99 theory, the reconnection velocity is given by:

$$v_{\text{rec}} \simeq v_A \min \left[\frac{L_{\text{inj}}}{L_X}, \frac{L_X}{L_{\text{inj}}} \right]^{1/2} M_A^2, \quad (12)$$

where L_X is the extension of the reconnection zone as in Figure 1, $M_A = v_{\text{inj}}/v_A$ is the Alfvénic Mach number of the turbulence, v_{inj} and L_{inj} are the turbulent velocity and length, respectively, at the injection scale. The three-dimensional numerical MHD simulations by Kowal et al. (2009, 2012) indicated a slightly distinct dependence in the power-law index in the equation above, i.e., $v_{\text{rec}} \propto L_{\text{inj}}^{1/4}$.

The equation above was also derived using the well-known concept of Richardson diffusion (Eyink et al. 2011). From the theoretical perspective this new derivation avoids the more complex considerations of the cascade of reconnection events that were presented in LV99 to justify the model. These authors have demonstrated that the LV99 model is connected to the “spontaneous stochasticity” of the magnetic field in turbulent fluids (see also Eyink et al. 2011, where numerical simulations demonstrate this diffusion process as well).

⁷ We note that we have also explored the effects of general relativity in the gravitational potential in the surrounds of the BH and recalculated the magnetic reconnection power in the inner disk region considering a pseudo-Newtonian potential and found that for the scales considered here with $R_X \simeq 6R_S$ these are negligible.

Mass conservation ($\Delta R_X/L_X = v_{\text{rec}}/v_A$) and Equation (12) imply that

$$\Delta R_X = L_X \min \left[\frac{L_{\text{inj}}}{L_X}, \frac{L_X}{L_{\text{inj}}} \right]^{\frac{1}{2}} M_A^2. \quad (13)$$

We may employ this relation to compute the magnetic reconnection power from Equation (8). Considering the discussion above, we may assume that the injection velocity of the turbulence is of the order of the coronal gas sound speed and the injection scale of the turbulence is of the order of the size of the reconnection zone, i.e., $L_{\text{inj}} \simeq L_X$, which in turn may be set as a free parameter in the model being smaller than the coronal loop size, i.e., $L_X \leq L$. With these assumptions, we may rewrite the equation above as

$$\Delta R_X \simeq 2.34 \times 10^4 \Gamma^{-\frac{5}{16}} r_X^{\frac{31}{64}} l^{-\frac{5}{32}} l_X q^{-\frac{3}{4}} \dot{m}^{-\frac{5}{32}} m \text{ cm}, \quad (14)$$

where $l_X = L_X/R_S$.

This results in a magnetic reconnection width which is much larger than in the case of AR (Equation (10)), indicating that reconnection driven by turbulence can be much more efficient to drive fast reconnection. As a matter of fact, observations of solar flares indicate fast reconnection rates up to $v_{\text{rec}}/v_A \sim 0.1$ (Takasaki et al. 2004), while numerical simulations of turbulent fast reconnection also result in values up to $v_{\text{rec}}/v_A \sim 0.1$ depending on the turbulent injection power ($P \propto v_{\text{inj}}^2$). Here, because of the lack of knowledge of the physical details of the injection and power scales of the turbulence, we adopt the analytical relation above for ΔR_X .

The fact that turbulence results in a much larger reconnection rate than AR is actually not a surprise and comes directly from the different nature of both processes. As stressed before, AR acts only at small scales, resulting in a much smaller reconnection rate, while collisional turbulence acts on the large scales of the fluid, as we can see, for instance, by comparing the equation above with Equation (10). Kowal et al. (2009) have also compared the two processes employing 3D MHD numerical simulations and found that the introduction of AR is unable to affect the rate of reconnection due to weak turbulence. This supports the notion that in the presence of turbulence and magnetic field stochasticity induced by it, plasma kinetic effects do not seem dominant in the determination of the global reconnection speed.

This point can be better understood considering the condition for having turbulent collisional reconnection according to the LV99 theory. This requires the thickness of the reconnection region (Equation (14)) to be larger than the ion Larmor radius, $\Delta R_X > R_i$ (Eyink et al. 2011). We find that this condition is satisfied in all the fiducial parametric space investigated here for the physical conditions around the BHs. In the opposite situation, collisionless kinetic effects would prevail to induce fast reconnection.

The result above also suggests that AR may be an important process in the beginning of the reconnection process, but once turbulence is developed in the system, then fast reconnection induced by turbulence will be the dominant process.

Considering Equations (8) and (14), we obtain that the magnetic reconnection power released by turbulent fast

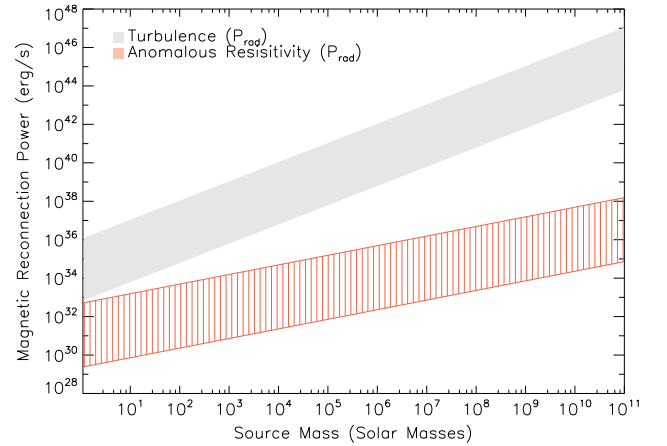


Figure 2. Magnetic power (\dot{W}_B) released by fast reconnection driven by anomalous resistivity (in red) and by turbulence (in light gray) as a function of the BH mass. The parametric space spans $0.05 \leq \dot{m} \leq 1$; $1 \leq l \leq 18$; and $0.06 l \lesssim l_X \leq l$ (assuming $R_X = 6R_S$).

reconnection in the surrounds of the BH is given by

$$\dot{W}_B \simeq 1.66 \times 10^{35} \Gamma^{-\frac{1}{2}} r_X^{-\frac{5}{8}} l^{-\frac{1}{4}} l_X q^{-2} \dot{m}^{\frac{3}{4}} m \text{ erg s}^{-1}, \quad (15)$$

which obviously results in a larger value than in the case of fast reconnection driven by AR (Equation (11)).

Figure 2 compares the two values derived for the magnetic reconnection power (Equations (11) and (15)) as a function of the mass of the central source for a suitable choice of parameters: $R_X = 6R_S$; $1 \leq m \leq 10^{10}$ (in M_\odot units) to span masses from microquasars to AGNs; and $0.05 \leq \dot{m} \leq 1$ (in \dot{M}_{Edd} units) for the mass accretion rate. Also, in order to ensure near collisionality in the flow and the validity of the equations above in the parametric space, we have constrained the lower bound of the characteristic scales of the system to be larger than the ion mean free path. Specifically, we have imposed $l_{\text{mfp}} \lesssim l_X \leq l$, where $l_{\text{mfp}} \simeq 5.70 \times 10^{-2} l \text{ cm}$ is the mean free path in R_S units. This gives $1 \leq l \lesssim 18$ (in R_S units) for the length of the magnetic loop (or the height of the corona) and $0.06 l \lesssim l_X \leq l$ (in R_S units). The upper limit of l has been obtained from the condition $l_{\text{mfp}} \lesssim l$.

While in the AR case \dot{W}_B has a dependence on the source mass given by $\dot{W}_B \propto m^{0.5}$ in the turbulent reconnection case this dependence is steeper $\dot{W}_B \propto m$ as evidenced in Figure 2. We will see in Section 3 that this has important observational consequences for microquasars and AGNs.

2.4. Radiation-pressure Dominated Versus Gas-pressure Dominated Accretion Disks

The values of accretion rate employed in Figure 2 are more suitable for a corona connected to a radiation-pressure dominated disk. We may also evaluate \dot{W}_B from Equations (11) and (15) when considering a gas-pressure dominated disk. In this case, the accretion rates cannot be as large as those considered in the radiation regime in Figure 2.

In a gas-pressure dominated regime the disk pressure is given by Shakura & Sunyaev (1973):

$$P_{\text{gas}} \simeq 4.11 \times 10^{18} \alpha^{-\frac{9}{10}} r_X^{-\frac{21}{8}} q^{\frac{17}{5}} \dot{m}^{\frac{17}{20}} m^{-\frac{9}{20}} \text{ dyn cm}^{-2}, \quad (16)$$

while for a radiation-pressure dominated regime the disk

pressure is:

$$P_{\text{rad}} \simeq 4.78 \times 10^{15} \alpha^{-1} r_X^{-\frac{3}{2}} \dot{m}^{-1} \text{ dyn cm}^{-2}, \quad (17)$$

where α is the disk viscosity parameter.

We can compare the two equations above in order to obtain the range of accretion rates which are suitable for each regime. Figure A1 in Appendix A depicts the ratio between these two pressures as a function of the mass of the sources. We see that for $0.05 \leq \alpha \leq 0.5$ (see King et al. 2007), considering the whole range of masses, $P_{\text{rad}}/P_{\text{gas}} < 1$ (gas-pressure dominated regime) for $\dot{m} \leq 5 \times 10^{-4}$, and $P_{\text{rad}}/P_{\text{gas}} > 1$ (radiation-pressure dominated regime) for $\dot{m} > 5 \times 10^{-2}$. In the next sections, we will adopt these ranges of accretion rates in the computation of the magnetic reconnection power for each accretion disk regime.

3. COMPARISON OF \dot{W}_B WITH THE OBSERVED CORE RADIO AND GAMMA EMISSION OF MICROQUASARS AND AGNS

In the previous section, we evaluated the magnetic reconnection power produced by fast reconnection in the surrounds of a BH, considering two different mechanisms to induce it, AR and turbulence. The second one was found to be much more efficient. It is out of the scope of the present work to predict what amount of this magnetic power goes to accelerate particles, but as stressed in Section 1 (also in GL05 and GPK10), we may expect that a substantial fraction of it will produce high-speed electrons which will spew outward (Kowal et al. 2011, 2012) and produce relativistic ejecta and synchrotron radio emission. In this section, we first compare the calculated fast magnetic reconnection power with the observed radio emission of the nuclear regions of microquasars and AGNs, then we compare this power with the processed VHE emission from these sources.

3.1. Low-luminosity Sources

Figure 3 depicts in gray color scales the calculated magnetic power released by a fast magnetic reconnection event as a function of the central BH mass induced both by turbulence (Equation (15)) in radiation- and gas-pressure dominated regimes and by AR in a radiation pressure regime (Equation (11)). The continuous line in the figure corresponds to the observed correlation between the BH mass and the core radio luminosity for a sample of 96 nearby LLAGNs (within distances of 19 Mpc) found by Nagar et al. (2002) from VLA and VLBA observations. The dashed line was obtained by Nagar et al. (2005) considering a more refined VLBI sample. The dot-dashed line corresponds to the observed correlations by Merloni et al. (2003) considering the VLA 5 GHz core radio emission of a sample of ~ 100 AGNs (most of which have arcsecond resolution) and the radio emission of eight GBHs obtained with the Green-Bank Interferometer. Despite the simplicity of our model, the slope dependence of the magnetic power released by turbulent reconnection with the source mass is very similar to the observed radio luminosity–source mass correlations for these sources. A closer examination of the diagram shows that the predicted intensities of the turbulent driven magnetic reconnection power in the swept parametric space are much larger than the observed radio luminosities, specially in the upper part of the diagram, i.e., in the radiation-pressure dominated case. This is an

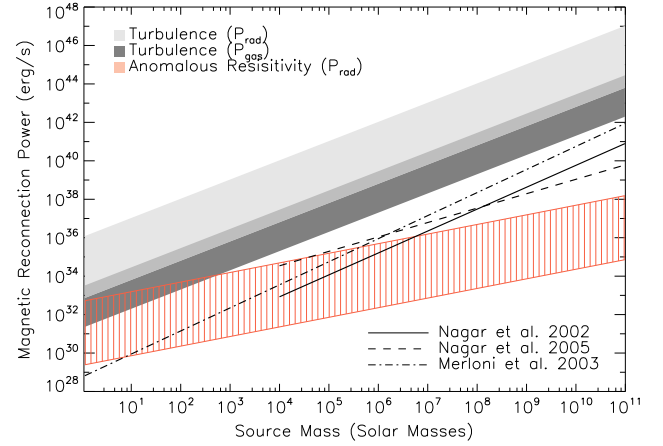


Figure 3. Magnetic power (\dot{W}_B) released by fast reconnection driven by anomalous resistivity (in red) and by turbulence as a function of the BH mass. The upper part of the diagram of the turbulent driven reconnection power (light gray) corresponds to a radiation-pressure dominated disk with larger accretion rates ($0.05 \leq \dot{m} \leq 1$), while the lower part of the diagram (dark gray) stands for a gas-pressure dominated disk with $\dot{m} \simeq 5 \times 10^{-4}$ (see Appendix A and Figure A1 for details); and the intermediate gray region is the overlap between both regimes. The diagram of the magnetic reconnection power driven by anomalous resistivity also corresponds to a radiation-pressure dominated disk. The other free parameters in the diagrams span $1 \leq l \lesssim 18$; and $0.06 l \lesssim l_X \leq l$ (assuming $R_X = 6R_S$), as in Figure 2. The continuous and dashed lines correspond to the observed correlations between the BH mass and the core radio luminosity found for LLAGNs by Nagar et al. (2002) and Nagar et al. (2005), respectively; and the dot-dashed line corresponds to observed correlations for AGNs and microquasars by Merloni et al. (2003).

indication that in general only a small fraction of the magnetic reconnection power would be enough to explain the observed radio emission for most of the sources represented by the correlation lines. The AR model on the other hand does not match most of the observed correlations for the parametric space considered. In GPK10 work, the comparison of the magnetic reconnection power driven by AR with the radio luminosity of a bunch of microquasars and LLAGNs had revealed a better match between both because, in that case, the magnetic reconnection power was computed considering a larger disk radiation field than the present evaluation (Equation (5)), making the corona hotter (Equation (6)) and therefore the magnetic reconnection more efficient. Also, in GPK10 we considered coronal heights up to nearly $1000R_S$ which in that approach made the upper bound of the reconnection power larger than in the present case.

Figure 4 compares the calculated magnetic reconnection power driven by turbulence with the observed core radio luminosities of a large sample of LLAGNs and microquasars, namely nine microquasars (or GBHs, see Hannikainen et al. 2001; Merloni et al. 2003) and 233 LLAGNs (including Seyferts and LINERs galaxies, see Israel 1998; Nagar et al. 2002, 2005; Merloni et al. 2003; Kadler et al. 2012). Table B1 lists the physical parameters for this sample. The BH masses of the sources (also indicated in Table B1) were evaluated from averages taken from different determinations in the literature including kinematic methods using stellar, gas, or maser dynamics (Richstone et al. 1998; Gebhardt et al. 2000; Merloni et al. 2003; Remillard & McClintock 2006), and the relation between the BH mass and the dispersion velocity at the center of the host galaxy (Merritt & Ferrarese 2001; Tremaine et al. 2002) obtained from the HYPERLEDA catalog.⁸

⁸ <http://leda.univ-lyon1.fr/>

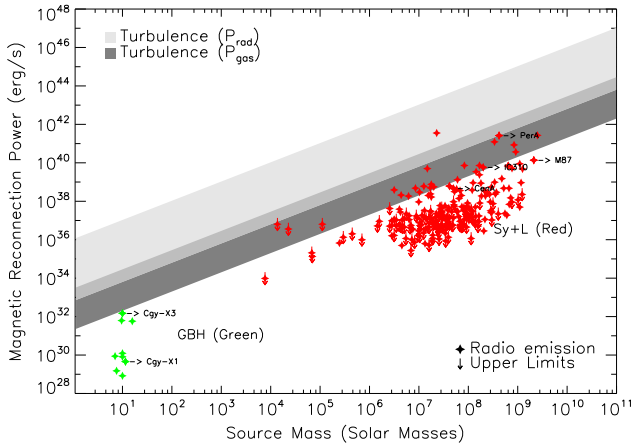


Figure 4. Turbulent driven magnetic reconnection power \dot{W}_B (Equation (15)) against BH source mass, as in Figure 3, compared to the observed core radio emission of 233 LLAGNs and nine microquasars (GBHs). The parametric space used in the calculation of \dot{W}_B is the same as in Figure 3. The green diamonds give the observed core radio luminosities for microquasars, the red diamonds the core radio luminosities of LLAGNs (LINERS and Seyferts), and the arrows indicate upper limits data. The position of the observed emission for a few sources is highlighted with black arrows.

The radio emission from the sources in Figure 4 is represented by diamond symbols, with the red color corresponding to LLAGNs (LINERS and Seyfert galaxies) and the green color to microquasars. We also highlighted the location of the observed radio emissions of a few sources that have been extensively explored in multi-wavelength campaigns, i.e., the radio galaxies Cen A, M87, IC 310, and Per A (NGC 1275), and the microquasars Cyg-X1 and Cyg-X3. Figure 4 confirms the trend of the previous Figure 3 indicating that the magnetic reconnection power extracted from reconnection of the magnetic lines in the inner coronal region around the BHs of microquasars and LLAGNs could be enough to explain the core synchrotron radio emission from them, as suggested already by GPK10 for a much smaller sample of sources (and considering a fast magnetic reconnection model driven by anomalous viscosity). Actually, the results indicate that for most of the sources only a small fraction of the magnetic reconnection power would be sufficient to accelerate the electrons responsible for the radio synchrotron emission.

Laboratory experiments of magnetic reconnection (Yamada et al. 2014) and solar flare observations (Lin & Hudson 1971) indicate that ~ 50 – 60% of the magnetic power released by reconnection can go into particle acceleration. Figure 3 indicates that there is in general much more power available to accelerate particles than that spent in the radio Synchrotron emission. As discussed in Section 1, accelerated relativistic electrons along with accelerated protons will also cool via other mechanisms that will lead to HE and VHE emission. These processes include IC relativistic electron interactions with the surrounding photon field, or SSC interactions with the Synchrotron photons they produce, or proton interactions with surrounding protons (via p-p interactions) and photons (via p-photon interactions) (e.g., Romero et al. 2003; Abdo et al. 2009, Fermi LAT Collaboration et al. 2009; Aleksić et al. 2010b; Khiali et al. 2015, and references therein). For this reason in Figure 5 we have also plotted the observed gamma-ray luminosities (see Table B1) which is available for only a subsample of 23 sources of those depicted in Figure 4. For most of the Seyferts galaxies of this subsample, the figure

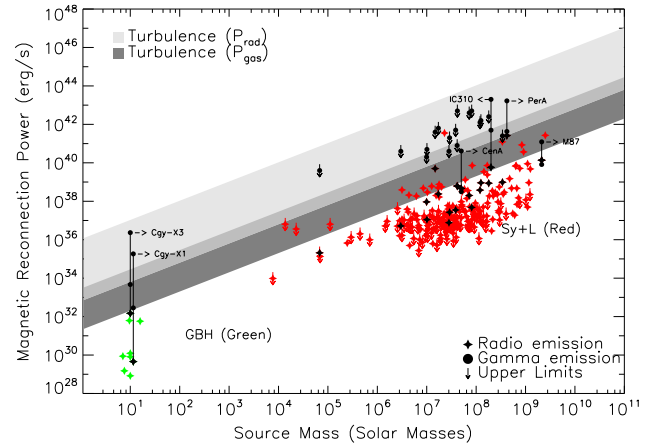


Figure 5. The same as in Figure 4, but now including also the gamma-ray emission of a subsample of LLAGNs, and microquasars for which this emission is available. This emission is represented by black circles. The radio emission of the corresponding sources is also represented by black stars to distinguish them from the rest of the sample. In a few cases for which there is observed gamma-ray luminosity from MeV/GeV to TeV ranges, we plotted the maximum and minimum values linking both circles with a vertical black line that extends down to the radio emission of each source. The arrows associated to some sources indicate that the gamma-ray emission is an upper limit only.

shows only upper limits of the gamma-ray luminosity in the GeV band (obtained with 95% confidence level by Ackermann et al. 2012 with Fermi-LAT). These data are represented by circle symbols in Figure 5, and Table B1 provides more information on the gamma-ray luminosity for these sources. We included also the observed gamma-ray luminosities of the four radio galaxies highlighted in the figure (Fermi LAT Collaboration et al. 2009, 2010; Aleksić et al. 2014a, 2014b), as well as of the microquasars Cyg-X1 (Albert et al. 2007; Malyshev et al. 2013) and Cyg-X3 (Piano et al. 2012). In these cases, there is data available from MeV/GeV to TeV bands and we represented the whole luminosity range (from the maximum to the minimum observed values) with circles linked by vertical lines that also extend to the radio emission of each of these sources (see also Table B1).

Figure 5 shows that the magnetic reconnection power diagram also encompasses the observed gamma-ray emission of the low luminosity sources, though we cannot predict what fraction of this power might be required to produce it. In fact, because the HE and VHE emissions of the sources do not depend only on the energy of the accelerated primary relativistic particles, but also on the surrounding photon and proton density fields of the source, one should not expect that the magnetic reconnection power might also directly probe this emission. If the released \dot{W}_B is responsible for the acceleration of the relativistic particles then, it must be larger than (or at least comparable, depending on the energy transfer efficiency) the associated electron radio synchrotron radiation, as we find. Nevertheless, a striking feature in Figure 5 is the fact that there is in principle power enough to produce also the gamma-ray emission (of course, with different amounts for different sources) and this emission nearly follows the same trend of the observed radio emission in the diagram, and thus both emissions are correlated and could be possibly produced in the same region in the core, by the same relativistic particle populations, which in turn can be due to the magnetic reconnection mechanism as described.

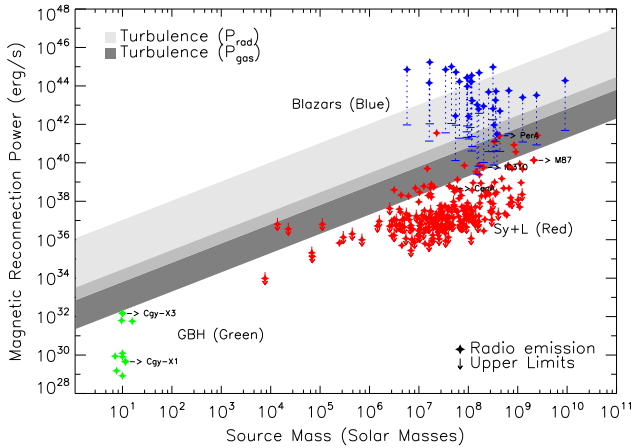


Figure 6. The same as in Figure 4, but now including also the observed radio emission from blazars (represented in blue diamonds). The vertical dashed lines correct the observed emission by the effects of Doppler boosting (see more details in the text).

We note that upper limits of the gamma-ray luminosity of a much larger sample of Seyfert galaxies obtained by Ackermann et al. (2012), but with no counterpart in the radio emission sample of Figure 5, were also found to match and follow the same trend of the other sources represented in the diagram of Figure 5.

3.2. Inclusion of High-luminosity Sources

In the previous section, we discussed the correlation between the magnetic power released by fast magnetic reconnection at the inner corona/accretion disk region, and the observed radio and gamma-ray luminosities of LLAGNs and microquasars. In this section we extend this analysis to a much broader sample that includes blazars and GRBs, i.e., high-luminosity sources.

As stressed in Section 1, in blazars the jet is known to point toward the line of sight screening most of the inner core radiation, but the observed radio emission is often separated into a core (probably produced near the jet basis) and an extended component (e.g., Kharb et al. 2010). Figure 6 and Table B2 present the core (or jet basis) radio emission of these blazars along with the core radio emission of LLAGNs. As in Figure 4, we compare the observed emission of these sources with the calculated turbulent driven magnetic reconnection power. This sample has 32 blazars studied by Nemmen et al. (2012) (whose BH masses and radio emission were obtained from Vovk & Neronov 2013 and Kharb et al. 2010, respectively). The dashed vertical bars associated to the blazars' emission give the corrected radio luminosity due to Doppler beaming. We performed the same correction as Nemmen et al. (2012) did for the gamma-ray luminosity of these sources.⁹

Figure 6 indicates two striking features: with the Doppler boosting correction, most of the blazars' radio emission lies in the highest accretion rate part of the \dot{W}_B diagram. This is compatible with the notion that this emission is actually produced near the jet launching basis and therefore could well be triggered by fast magnetic reconnection as in the LLAGNs. On the other hand, in spite of the uncertainties in the determination of the Doppler boosting correction and the

⁹ Nemmen et al. (2012) assumed an isotropic gamma-ray emission and then corrected it by the beaming factor f_b , i.e., $L_{\text{corr}} = f_b L_{\text{iso}}$, where L_{corr} is the corrected luminosity, L_{iso} is the isotropic luminosity, and $f_b = 1 - \cos(1/\Gamma_0)$, where Γ_0 is the bulk Lorentz factor.

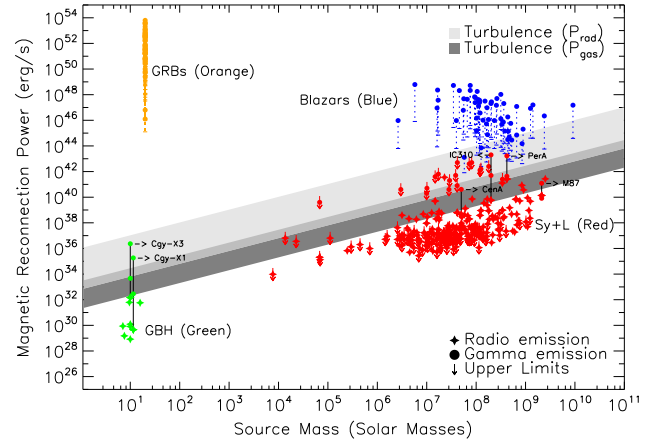


Figure 7. The same as in Figure 5, but now including also the gamma-ray emission from blazars (represented in blue circles) and GRBs (represented in orange circles). The vertical dashed lines correct the observed emission by the effects of Doppler boosting (see more details in the text).

poorness of the sample, the blazar emission does not seem to follow the same trend as that of the LLAGNs, specially the highest luminosity ones. This may be an indication that their emission, specially that of the highest luminosity sources, comes mostly from further out in the jet basis, and may be due to another population of relativistic particles, probably produced already at the jet shock, as it is generally expected.

To strengthen the conclusion above, in Figure 7 we have plotted the observed gamma-ray emission for the 32 blazars (Nemmen et al. 2012, see also Table B2) along with the observed gamma and radio emission of the LLAGNs. Even with the Doppler correction, we note that most of the blazars' gamma-ray emission lies above the \dot{W}_B diagram. Besides, like the radio emission, it does not follow the same trend of the LLAGNs.

For comparison, we have also plotted the gamma-ray emission of a sample of 54 GRBs (also obtained from Nemmen et al. 2012, see Table B3). Figure 7 clearly shows that neither the blazars nor GRBs have their gamma-ray luminosity correlated with \dot{W}_B . Actually, the trend that links these two classes of sources in the diagram is anti-correlated with the gray zone that characterizes the nuclear magnetic reconnection emission mechanism here discussed. This suggests that the gamma emission in these sources cannot be attributed to this emission process. This result is consistent with what is usually expected in the case of the GRBs, i.e., that their gamma-ray emission does not come from the core or the engine which is totally embedded in the envelope of the progenitor (e.g., Paczyński 1998; MacFadyen & Woosley 1999). In the case of the blazars, this result also indicates that their nuclear emission is probably obscured by the jet pointing to us, and therefore what we really observe is gamma-ray emission coming predominantly from the optically thin jet.

4. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

We have here extended the earlier work by GL05 and GPK10, investigating the interactions between the magnetic field lines that arise from the accretion disk and the magnetosphere anchored into the BH horizon of microquasars and AGNs. We examined the conditions under which fast magnetic reconnection events can occur in this inner region and

release enough magnetic power to enable the heating and acceleration of particles to relativistic velocities.

4.1. Anomalous Resistivity Versus Turbulence Induced Fast Reconnection and other Processes

Reviewing the potential mechanism(s) that can excite fast reconnection in this nearly collisional MHD scenario, we compared the earlier investigated process in [GL05](#) and [GPK10](#), namely AR (Parker 1979; Biskamp et al. 1997), with reconnection driven by turbulence (Kowal et al. 2009; [LV99](#)). We have found that the magnetic power released by turbulent driven fast reconnection (Equation (15)) is much larger than that obtained by AR (Equation (11)), as the presence of turbulence naturally enlarges the thickness and the volume of the magnetic reconnection discontinuity (Equation (14)). This result is not a surprise, since AR acts dominantly at small scales, resulting in a much smaller reconnection rate, while collisional turbulence acts on the large scales of the fluid (see Equations (10) and (14) that compare the thickness of the reconnection zone for both processes).

Back to 2005, [GL05](#) (see also [GPK10](#)) explored only the effects of AR in driving fast reconnection in the surrounds of BHs, because this process was already largely studied, while the [LV99](#) theory was still under testing. Currently, [LV99](#) theory has been thoroughly discussed considering different approaches (e.g., Eyink et al. 2011; Lazarian et al. 2012, 2015) and successfully tested by means of 3D MHD simulations (Kowal et al. 2009, 2012; Eyink et al. 2013; Xu & Yan 2013), therefore motivating its examination in the present analysis. Interestingly, we have found that it is able to reproduce much better the observations (see Section 3 and below).

The perception that turbulence might affect magnetic reconnection (as in [LV99](#)) is not unprecedented (for a review with a comparative analysis of the different models see Kowal et al. 2009; Eyink et al. 2011; Lazarian et al. 2015). Several earlier works focussed on the effects of turbulence at microphysical scales (e.g., Speiser 1970; Jacobson & Moses 1984), but at the MHD large scale level these kinetic effects are not dominant. The closest study to the [LV99](#) model was done by Matthaeus & Lamkin (1985, 1986). These authors explored 2D magnetic reconnection in the presence of turbulence and found a significant enhancement in the reconnection rate. However, they did not derive an analytical prediction for the reconnection speed. Other works have introduced the hyper-resistivity concept and tried to derive fast reconnection rates from turbulence within the context of mean-field resistive MHD (Strauss 1986; Bhattacharjee & Hameiri 1986; Hameiri & Bhattacharjee 1987; Diamond & Malkov 2003; Yokoi & Hoshino 2011; Guo et al. 2012). Though the approach at first level seems interesting, these works have reached different results in the estimates of the reconnection rate and, besides, they still lack multidimensional numerical testing.

Several possibilities of fast reconnection in the collisional MHD regime driven by instabilities in the reconnection layer have been also largely discussed (e.g., Bhattacharjee et al. 2009; Loureiro et al. 2009). As remarked in Eyink et al. (2011), these ideas can be traced back to the work of Shibata & Tanuma (2001) (see also Strauss 1986; Waelbroeck 1989) who suggested that tearing instability may result in fractal reconnection taking place on very small scales. Estimates indicate that laminar current sheets subject to tearing instability have reconnection rates that are a little faster than the Sweet–

Parker, but they enlarge the reconnection layer enabling a wide outflow which will become turbulent in most astrophysical conditions. In this case, the instability can be important for initiating reconnection when the level of pre-existing turbulence is still low, but once turbulence becomes dominant this will dominate reconnection, making it very fast. In conclusion, like AR, we expect these instabilities to be important for the onset of reconnection and turbulence, therefore increasing the three-dimensional stochasticity of magnetic field lines and thus initiating large scale fast reconnection, as proposed in [LV99](#).

4.2. Particle Acceleration Induced by the Magnetic Power Released by Reconnection

In the present work we focussed on the derivation of the magnetic power released by fast magnetic reconnection and then, arguing that part of this energy would be able to accelerate particles to relativistic velocities, we compared this power with the observed radio and gamma-ray luminosities of BH sources spanning 10^{10} orders of magnitude in mass and 10^6 orders of magnitude in luminosity. We found that these luminosities and, therefore, the relativistic particle population responsible for them could be due to this magnetic power (see Section 4.3).

Though the specific nature of the particle acceleration mechanism is not a critical point in the present work, a few notes are in order in this regard. Particle acceleration by a first-order Fermi process in fast magnetic reconnection sites has been extensively studied (see, e.g., the reviews in Kowal et al. 2011, 2012; de Gouveia Dal Pino et al. 2014; de Gouveia Dal Pino & Kowal 2015, and references therein). As remarked before, [GL05](#) were the first to propose that this process might occur within current sheets. In analogy to shock acceleration, [GL05](#) verified that particles trapped between the two converging magnetic fluxes (moving toward each other with a velocity V_R) would bounce back and forth, undergoing head-on interactions with magnetic fluctuations, and their energy after a round trip would increase by $\langle \Delta E/E \rangle \sim V_R/c$, which implies a first-order Fermi process with an exponential energy growth after several round trips, resulting in a power-law particle spectrum. Before that, several authors (e.g., Litvinenko 1996; Shibata & Tanuma 2001; Zenitani & Hoshino 2001) addressed the acceleration of energetic particles in reconnection sites but did not describe the process as a first-order Fermi process. The analytical predictions of [GL05](#) were confirmed by Drake et al. (2006) who made 2D numerical PIC simulations of the process in collisionless fluids, which thus work only for 2D converging magnetic islands and probe only kinetic scales (see also, Zenitani & Hoshino 2008; Zenitani et al. 2009). The equivalence between the two models was discussed in Kowal et al. (2011, 2012) who performed 2D and 3D numerical collisional MHD simulations with test particles. Besides, these authors demonstrated that the process works in 3D fluids (where the 2D magnetic islands are opened into 3D loops, as described in [GL05](#)).

These results strengthen the possibility that the overall magnetic reconnection process in the surrounds of a BH, near the jet launching basis, can lead to particle acceleration and allow for the observed synchrotron radio emission in the core regions of these sources and the associated high energy gamma-ray emission as well.¹⁰

¹⁰ Of course, as stressed before, we cannot exclude the possibility that fast magnetic reconnection may also lead to the production of plasmoids that can propitiate the formation of a shock right outside of the reconnection region, allowing for particle acceleration in this shock (see also Khiali et al. 2015).

4.3. Comparison with Observations

Derived as a function of inner radius region parameters, i.e., the mass of the central BH ($m = M/M_{\odot}$), the disk mass accretion rate ($\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$), the extension of the coronal loops ($l = L/R_S$), and the extension of the magnetic reconnection region in the corona ($l_X = L_X/R_S$), the calculated fast magnetic reconnection power driven by turbulence was compared with the observed nuclear radio and gamma-ray emission of a much larger sample of compact sources than that used in [GPK10](#), including microquasars, LLAGNs (i.e., LINERS and Seyfert galaxies), as well as blazars and GRBs. Our results show that, in general, just a small fraction of this power would be enough to explain the observed radio luminosities of the low-luminosity sources (LLAGNs and microquasars) (see Figure 4). In most of these cases, the corresponding required accretion rate is $\dot{m} < 0.05$. Also striking is the fact that the slope dependence of the magnetic power released by turbulent reconnection with the source mass nearly follows the same trend of the observed radio luminosity–source mass correlation for these sources ([Nagar et al. 2002, 2005](#); [Merloni et al. 2003](#), see Figure 3), which suggests that this mechanism could provide a natural interpretation for this correlation, as suggested earlier by [GPK10](#), but considering a very small sample of sources and fast reconnection induced by AR only.

The corresponding gamma-ray emission of these sources, which is believed to be produced by a number of leptonic and hadronic processes involving the accelerated electrons and protons, respectively (through SSC, IC, proton–proton inelastic collisions, and proton–photon collisions ([Romero et al. 2003](#); [Khiali et al. 2015](#)), can in principle be also associated with the same emission zone that produces the radio synchrotron emission in the core of these sources. For this reason, we have investigated whether the power released by magnetic reconnection could also be connected with the gamma-ray emission of these sources. We see that this could be the case for microquasars and LLAGNs. The observed gamma-ray luminosity of these sources is nearly correlated with both the radio luminosity and the calculated magnetic reconnection power (Figure 5), being smaller than the latter. This suggests that the particles accelerated by the magnetic reconnection mechanism here discussed can produce the radio emission and be also responsible for the processing of the high energy emission in the core region. Even the radio galaxy IC 310, which has been argued to emit like a blazar (e.g., [Aleksić et al. 2014a](#)), follows this trend. We note however that, because in most cases the observed gamma-ray luminosity is larger than the radio luminosity, the former lies, in general, in the upper parts of the magnetic reconnection diagram, therefore corresponding to accretion rates which are larger than those predicted when examining only the radio emission of the sources. This suggests that in most cases, in order to produce magnetic power enough to accelerate particles able to produce both the radio and the VHE emission, the accretion rates must be in general $\dot{m} \geq 0.05$.

Moreover, the correlations found above may also shed some light on the interpretation of the so-called “fundamental plane” obtained empirically, which correlates the radio and X-ray emission of microquasars and LLAGNs with the BH mass of the sources (see [Merloni et al. 2003](#); [Falcke et al. 2004](#); [Körding et al. 2006](#); [Wang et al. 2006](#); [Li et al. 2008](#); [Gültekin et al. 2009](#); [Yuan et al. 2009](#); [Plotkin et al. 2012](#); [Huang et al. 2014](#)). Although we here did not deal with the X-ray emission which is directly related with the accretion disk processes, but focussed on

the radio and VHE emissions related to the disk corona, our model suggests a simple physical interpretation for the existence of these empirical correlations as linked to magnetic reconnection activity in the core of these sources. The fact that fast magnetic reconnection and the associated radio flare is a transient and violent phenomenon that leads to the partial destruction of the equilibrium configuration in the inner accretion disk/corona region in the surrounds of the BH, suggests that this process could be related to the transition from the low/hard to the high/soft SPL X-ray states often detected in microquasars ([Remillard & McClintock 2006](#); [Zhang et al. 2014](#)), as argued in [GPK10](#). However, a detailed analysis of this transition and the accretion disk–coronal state that follows an event of fast reconnection, as well as the reproduction of the whole spectral energy distribution (SED) of the sources, is out of the scope of this work.

Our results change considerably in the case of blazars. Although after Doppler beaming correction, in most cases their radio emission lies within the upper part of the magnetic reconnection power \dot{W}_B diagram, which corresponds to accretion rates much larger than $\dot{m} = 0.05$, this emission, in general, does not seem to follow the same trend as that of the LLAGNs or of the magnetic reconnection power itself (Figure 6). In the case of their gamma-ray luminosity, even with the Doppler beaming correction, most of this power lies well above the \dot{W}_B diagram (Figure 7). Comparing this with the gamma-ray emission of a sample of GRBs, we see that the line that links both the blazars and the GRBs gamma-ray emissions in the diagram is anti-correlated with the gray zone corresponding to the fast magnetic reconnection power in the core. This suggests that the emission in these sources cannot be attributed to this acceleration process. In the case of blazars, for which the jet axis points to the line of sight, this result is consistent with the standard scenario for these sources where the emission is attributed to relativistic particle acceleration along the jet which has relativistic bulk velocities. A similar scenario is applicable to GRBs. Their prompt gamma-ray emission and the afterglow radio emission are attributed to the reverse internal shock and the forward external shock, respectively, of a super relativistically beamed jet after it breaks out from the stellar progenitor envelope (e.g., [Woosley 1993](#); [Paczynski 1998](#); [MacFadyen & Woosley 1999](#)). In other words, in both classes of sources, the observed emission seems to be produced at the jet at distances larger than a few $20R_S$ from the core of the sources and probably cannot be explained by the magnetic reconnection scenario here described. Any deep core emission in these sources is probably screened by opacity and by the jet pointing toward our line of sight. This result is consistent with the predictions of [GPK10](#), and also with [Nemmen et al. \(2012\)](#) whose observed correlation between GRBs and blazars suggests that the gamma-ray and radio emission from such sources is originated further out at the associated relativistic jet.

We note that in recent work [Zhang & Yan \(2011\)](#) invoked the [LV99](#) fast reconnection model and the [GL05](#) first-order Fermi acceleration mechanism to explain the emission features in some GRBs. Specifically, they suggested that the GRB prompt emission would occur in a Poynting-flux dominated regime through the collision of multiple injected shells into the jet flow. These would distort the magnetic field lines and induce fast reconnection which in turn would induce turbulence, further distorting the magnetic field lines, easing additional magnetic reconnection, and resulting in a runaway release of the stored magnetic field energy and particle acceleration. This mechanism is somewhat similar to what

we have suggested here in the sense that the onset of instabilities and the continuous reconnection during the building of the corona itself may trigger turbulence which in turn speeds up the overall process. However, distinctly from the Zhang & Yan (2011) model which is a mechanism occurring in the jet beam, our model occurs within the nuclear region of the system. Other works have also investigated the effects of fast reconnection along the jet (e.g., Giannios 2010; Uzdensky & McKinney 2011; de Gouveia Dal Pino & Kowal 2015). In particular, de Gouveia Dal Pino & Kowal (2015) have injected test particles in an MHD simulation of a relativistic jet and found evidence of efficient particle acceleration by reconnection in this system.

We should stress that the results of the fast magnetic reconnection model investigated here are relatively insensitive to the physical parameters inside the accretion disk, except for the accretion rate which was allowed to vary between $0.0005 \leq \dot{m} \leq 1$. The source mass is the more critical parameter in our model as it varies over 10^{10} orders of magnitude. This trend seems to be confirmed when we repeat the calculations here presented but adopting a magnetically dominated advective flow (see Meier 2012; Sikora & Begelman 2013) to describe the disk accretion/corona in the inner region of the source, rather than the standard Shakura–Sunyaev disk. In fact, with this new approach we find that the results and the slope of the diagrams of Figures 4–7 do not change substantially (see Singh et al. 2015).

As remarked, other contemporary works have also explored magnetic processes in the surrounds of BH systems and other compact sources to explain their emission (see, e.g., Soker 2010; Ćemelić et al. 2013; Huang et al. 2014; Uzdensky & Spitkovsky 2014). In particular Huang et al. (2014) investigated magnetic reconnection in the surrounds of BH binary systems (microquasars) employing a radiatively inefficient advection-dominated accretion flow to describe the accretion disk combined with a jet model. They find that this could explain the observed correlation between the radio and X-ray emission for the high soft state. Furthermore, they argue that the sources that deviate from this correlation (the outliers) could be explained by an appropriate combination of these two mechanisms, a result that is consistent with the present analysis and the argument of [GPK10](#).

4.4. Summary and Final Remarks

In summary, the results of the present work indicate that in the case of microquasars and low luminosity AGNs (LLAGNs), the power released by fast magnetic reconnection driven by turbulence in the surrounds of the BH is able to explain the observed core radio and gamma-ray emission of these sources, therefore indicating that the surrounds of the BHs (as sketched in Figure 1) can be the acceleration region in these cases. Also, according to our results, fast reconnection induced by AR is clearly less efficient to provide the appropriate magnetic power for most of the sources of the sample; therefore, fast reconnection induced by turbulence (as described in [LV99](#)) is clearly more appropriate and, besides, it results in nearly the same trend (slope) of the observed luminosity distributions for these sources (see Figures 3–5). On the other hand, in the case of blazars (and GRBs), our results show that the magnetic power released by fast reconnection (either driven by turbulence or AR) in the surrounds of the central source is clearly not sufficient to explain both the

observed radio and gamma-ray radiation for most of these sources (Figures 6 and 7). This is probably due to the fact that these sources have their jets pointing to our line of sight and, therefore, the core emission is screened by the jet. So what is effectively observed is emission coming from further out—from the jet, as generally expected for these sources.

The results above connecting both the radio and gamma-ray emission from low-luminosity compact sources to magnetically dominated reconnection processes are very promising as they suggest a unifying single process of relativistic particle acceleration in the core region which may naturally help with the interpretation of the observed correlations of LLAGNs and microquasars, as remarked, and also with clues for existing unification AGN theories, providing important predictions for the coming new generation of VHE observatories with much larger sensitivity and energy range to perform emission and variability studies, such as the Cherenkov Telescope Array (see Actis et al. 2011; Acharya et al. 2013; Sol et al. 2013). Also, multi-frequency observation (as, e.g., Hovatta et al. 2014) will be crucial to better constrain the location of the gamma-ray emission and the acceleration mechanisms.

Finally, we should note that in this work we have focussed on the total power released by magnetic reconnection in the core region of the sources, without examining the radiation mechanisms by which this energy can be transformed into radio or gamma-ray emission. In a companion work we have explored the acceleration mechanism above operating in the core region of the microquasars Cyg X-1 and Cyg X-3 (see Figures 4, 5 and 7) and have reproduced their entire observed non-thermal SED, from the radio to the gamma-ray flux profile (see Khiali et al. 2015).

This work has been partially supported by grants from the Brazilian agencies FAPESP (2013/09065-8, 2013/10559-5), CNPq (142220/2013-2 and 306598/2009-4) and CAPES. This paper has also benefited from very fruitful discussions with Alex Lazarian, Zulema Abraham, Rodrigo Nemmen, Tsvi Piran, and James Stone. The authors also acknowledge the useful comments from an anonymous referee.

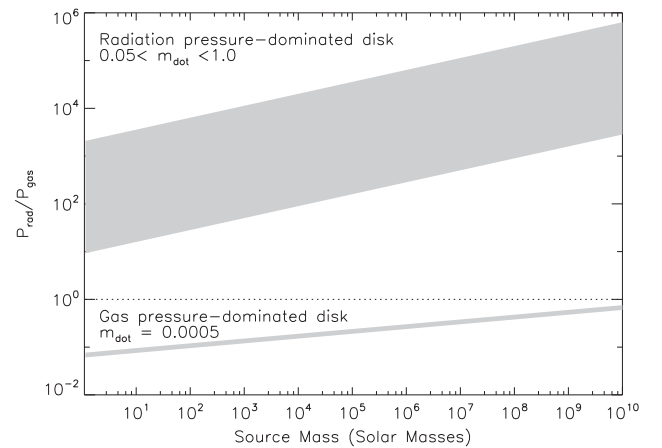


Figure A1. Ratio between the radiation and the gas pressure of the accretion disk ($P_{\text{rad}}/P_{\text{gas}}$) as a function of the source mass for different values of \dot{m} . The gray regions give the parametric space for $P_{\text{rad}}/P_{\text{gas}}$ for the radiation-pressure dominated (top) and the gas-pressure dominated (bottom) regimes. The parametric space considered is $0.05 \leq \alpha \leq 0.5$, $\dot{m} \simeq 5 \times 10^{-4}$ for the gas-pressure dominated regime, and $5 \times 10^{-2} < \dot{m} < 1$ for the radiation-pressure dominated regime.

APPENDIX A
GAS AND RADIATION PRESSURE REGIMES

APPENDIX B

Figure A1 presents the ratio between the radiation and the gas pressure in the accretion disk versus the source mass for different values of the accretion rate, as obtained from Equations (16) and (17).

Table B1 lists the physical parameters of LLAGNs and microquasars. Table B2 presents the core radio emission of LLAGNs. Table B3 lists the gamma-ray emission of GRBs

Table B1
Radio and Gamma-ray Emission (When Available) of LLAGNs and Microquasars (or Galactic Black Hole Binaries)

Sources (1)	Type (2)	$\log_{10}(L_R [\text{erg s}^{-1}])$ (3)	Notes (4)	Ref. (5)	$\log_{10}(L_\gamma [\text{erg s}^{-1}])$ (6)	Notes (7)	Ref. (8)	$\log_{10}(M/M_\odot)$ (9)	Ref. (10)
IC 239	L	36.66	UL	(0)	6.67	(3)(4)
IC 356	T	36.77	UL	(0)	7.69	(3)(4)
IC 520	T	37.60	UL	(0)	7.44	(3)(4)
IC 1727	TL	36.04	UL	(0)	7.41	(3)(4)
NGC 185	S	33.99	UL	(0)	3.89	(3)(4)
NGC 266	L	38.46	...	(0)	8.39	(3)(4)
NGC 315	L	40.57	...	(0)	8.96	(3)(4)(5)
NGC 404	L	35.13	UL	(0)	4.84	(3)(4)
NGC 410	L	37.96	UL	(0)	8.88	(3)(4)
NGC 428	TL	36.56	UL	(0)	4.36	(3)(4)
NGC 474	L	37.46	UL	(0)	7.66	(3)(4)
NGC 488	T	37.19	UL	(0)	8.06	(3)(4)
NGC 521	T/H	37.91	UL	(0)	8.23	(3)(4)
NGC 524	T	37.45	...	(0)	8.48	(3)(4)
NGC 660	T/H	36.36	UL	(0)	7.10	(3)(4)
NGC 676	S	37.01	UL	(0)	7.55	(3)(4)
NGC 718	L	37.09	UL	(0)	7.15	(3)(4)
NGC 777	S/L	38.08	UL	(0)	9.01	(3)(4)
NGC 841	L	37.98	UL	(0)	7.70	(3)(4)
NGC 1055	TL	36.71	UL	(0)	6.41	(3)(4)
NGC 1058	S	36.13	UL	(0)	5.47	(3)(4)
NGC 1167	S	39.54	...	(0)	8.16	(3)(4)
NGC 1169	L	37.49	UL	(0)	7.93	(3)(4)
NGC 1275 (Per A)	S	41.42	...	(0)	41.63	...	(13)	8.62	(3)(4)(5)
NGC 1275 (Per A)	S	41.42	...	(0)	43.22	...	(13)	8.62	(3)(4)(5)
NGC 1961	L	37.88	UL	(0)	8.50	(3)(4)
NGC 2273	S	37.78	...	(0)	7.43	(3)(4)(5)
NGC 2336	L/S	37.49	UL	(0)	7.24	(3)(4)
NGC 2541	T/H	36.31	UL	(0)	5.65	(3)(4)
NGC 2655	S	37.81	...	(0)	7.71	(3)(4)
NGC 2681	L	36.66	UL	(0)	7.21	(3)(4)
NGC 2683	L/S	35.72	UL	(0)	7.21	(3)(4)
NGC 2685	S/T	36.63	UL	(0)	6.82	(3)(4)
NGC 2768	L	37.91	...	(0)	7.98	(3)(4)
NGC 2787	L	37.33	...	(0)	7.97	(3)(4)(5)
NGC 2832	L	38.36	UL	(0)	9.09	(3)(4)
NGC 2841	L	36.46	...	(0)	8.31	(3)(4)(5)
NGC 2859	T	37.07	UL	(0)	7.92	(3)(4)
NGC 2911	L	38.75	...	(0)	8.47	(3)(4)
NGC 2985	T	36.96	UL	(0)	7.84	(3)(4)
NGC 3031	S	37.59	...	(0)	7.73	(3)(4)(5)
NGC 3079	S	38.56	...	(0)	7.83	(3)(4)(5)
NGC 3147	S	38.38	...	(0)	8.55	(3)(4)(5)
NGC 3166	L	37.12	UL	(0)	7.60	(3)(4)
NGC 3169	L	37.68	...	(0)	7.96	(3)(4)(5)
NGC 3190	L	37.00	...	(0)	8.01	(3)(4)
NGC 3193	L	37.17	UL	(0)	8.08	(3)(4)
NGC 3226	L	37.70	...	(0)	8.14	(3)(4)(5)
NGC 3227	S	37.43	...	(0)	41.30	UL	(8)	7.46	(3)(4)(5)
NGC 3245	T	36.95	UL	(0)	8.21	(3)(4)
NGC 3254	S	37.18	UL	(0)	7.34	(3)(4)
NGC 3301	L	37.17	UL	(0)	7.21	(3)(4)

Table B1
(Continued)

Sources (1)	Type (2)	$\log_{10}(L_R[\text{erg s}^{-1}])$ (3)	Notes (4)	Ref. (5)	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg s}^{-1}])$ (6)	Notes (7)	Ref. (8)	$\log_{10}(M/M_\odot)$ (9)	Ref. (10)
NGC 3368	L	36.07	UL	(0)	7.28	(3)(4)
NGC 3379	L/T	36.07	UL	(0)	8.06	(1)(2)(3)(4)
NGC 3414	L	37.41	...	(0)	8.46	(3)(4)
NGC 3433	L/T	37.63	UL	(0)	6.41	(3)(4)
NGC 3486	S	36.00	UL	(0)	5.85	(3)(4)
NGC 3489	T/S	35.87	UL	(0)	6.91	(3)(4)
NGC 3507	L	37.03	UL	(0)	6.54	(3)(4)
NGC 3516	S	37.55	...	(0)	41.70	UL	(8)	7.58	(3)(4)(5)
NGC 3607	L	37.06	...	(0)	8.34	(3)(4)
NGC 3608	L/S	37.17	UL	(0)	8.08	(2)(3)(4)
NGC 3623	L	35.94	UL	(0)	7.54	(3)(4)
NGC 3626	L	37.27	UL	(0)	7.48	(3)(4)
NGC 3627	T/S	35.94	...	(0)	7.26	(3)(4)(5)
NGC 3628	T	36.21	...	(0)	6.45	(3)(4)
NGC 3642	L	37.24	UL	(0)	6.95	(3)(4)
NGC 3675	T	36.47	UL	(0)	7.00	(3)(4)(5)
NGC 3681	T	37.03	UL	(0)	6.67	(3)(4)
NGC 3692	T	37.27	UL	(0)	7.07	(3)(4)
NGC 3705	T	36.79	UL	(0)	7.05	(3)(4)
NGC 3718	L	37.74	...	(0)	7.71	(3)(4)
NGC 3735	S	37.66	UL	(0)	7.46	(3)(4)
NGC 3780	L	37.44	...	(0)	6.63	(3)(4)
NGC 3898	T	36.94	UL	(0)	8.14	(3)(4)
NGC 3900	L	37.37	UL	(0)	7.45	(3)(4)
NGC 3917	T	36.81	UL	(0)	5.04	(3)(4)
NGC 3941	S	36.85	UL	(0)	7.34	(3)(4)
NGC 3945	L	37.22	...	(0)	7.97	(3)(4)
NGC 3953	T	36.82	UL	(0)	7.30	(3)(4)
NGC 3976	S	37.59	UL	(0)	8.03	(3)(4)
NGC 3982	S	36.72	UL	(0)	6.16	(3)(4)
NGC 3992	T	36.82	UL	(0)	7.62	(3)(4)
NGC 3998	L	38.68	...	(0)	8.72	(3)(4)(5)
NGC 4013	T	36.72	UL	(0)	6.54	(3)(4)
NGC 4036	L	37.22	UL	(0)	8.15	(3)(4)
NGC 4051	S	36.72	UL	(0)	40.60	UL	(8)	6.63	(3)(4)(5)
NGC 4111	L	36.82	UL	(0)	7.57	(3)(4)
NGC 4125	T	37.03	UL	(0)	8.48	(3)(4)
NGC 4138	S	36.89	...	(0)	40.60	UL	(8)	7.28	(3)(4)
NGC 4143	L	37.24	...	(0)	8.21	(3)(4)(5)
NGC 4150	T	36.23	UL	(0)	6.50	(3)(4)
NGC 4151	S	37.97	...	(0)	40.30	UL	(8)	7.00	(3)(4)(5)
NGC 4168	S	37.19	...	(0)	7.96	(3)(4)
NGC 4169	S	37.74	...	(0)	7.97	(3)(4)
NGC 4192	T	36.82	UL	(0)	7.37	(3)(4)
NGC 4203	L	37.21	...	(0)	7.80	(3)(4)(5)
NGC 4216	T	36.79	...	(0)	8.14	(3)(4)
NGC 4220	T	36.88	UL	(0)	7.02	(3)(4)
NGC 4258	S	36.34	...	(0)	7.53	(1)(2)(3)(4)(5)
NGC 4261	L	39.83	...	(0)	8.80	(1)(2)(3)(4)(5)
NGC 4278	L	38.18	...	(0)	8.86	(3)(4)(5)
NGC 4281	T	37.35	UL	(0)	8.61	(3)(4)
NGC 4293	L	36.56	...	(0)	7.13	(3)(4)
NGC 4314	L	36.23	UL	(0)	6.98	(3)(4)
NGC 4321	T	36.66	UL	(0)	6.70	(3)(4)(5)
NGC 4324	T	37.35	UL	(0)	6.75	(3)(4)
NGC 4346	L	36.72	UL	(0)	7.45	(3)(4)
NGC 4350	T	36.66	UL	(0)	7.96	(3)(4)
NGC 4374	L	38.97	...	(0)	9.07	(1)(2)(3)(4)(5)
NGC 4378	S	37.52	UL	(0)	8.06	(3)(4)
NGC 4388	S	37.05	...	(0)	40.70	UL	(8)	6.80	(3)(4)(5)

Table B1
(Continued)

Sources (1)	Type (2)	$\log_{10}(L_R[\text{erg s}^{-1}])$ (3)	Notes (4)	Ref. (5)	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg s}^{-1}])$ (6)	Notes (7)	Ref. (8)	$\log_{10}(M/M_\odot)$ (9)	Ref. (10)
NGC 4394	L	36.66	UL	(0)	7.19	(3)(4)
NGC 4395	S	35.32	UL	(0)	39.60	UL	(8)	4.83	(1)(3)(4)(5)
NGC 4414	T	36.19	UL	(0)	7.02	(3)(4)
NGC 4419	T	37.14	...	(0)	6.96	(3)(4)
NGC 4429	T	36.75	UL	(0)	7.90	(3)(4)
NGC 4435	T/H	36.75	UL	(0)	7.68	(3)(4)
NGC 4438	L	36.66	UL	(0)	7.40	(3)(4)
NGC 4450	L	37.01	...	(0)	7.35	(3)(4)(5)
NGC 4457	L	36.74	UL	(0)	7.02	(3)(4)(5)
NGC 4459	T	36.71	UL	(0)	7.86	(3)(4)
NGC 4472	S	37.28	...	(0)	8.78	(3)(4)(5)
NGC 4477	S	36.71	UL	(0)	7.87	(3)(4)
NGC 4486 (M87)	L	40.14	...	(0)	39.91	...	(10)	9.33	(1)(3)(4)(5)
NGC 4486 (M87)	L	40.14	...	(0)	41.09	...	(10)	9.33	(1)(3)(4)(5)
NGC 4494	L	36.13	UL	(0)	7.60	(3)(4)(5)
NGC 4501	S	36.75	UL	(0)	7.83	(3)(4)(5)
NGC 4527	T	36.56	UL	(0)	7.38	(3)(4)
NGC 4548	L	36.79	...	(0)	7.32	(3)(4)(5)
NGC 4550	L	36.55	...	(0)	6.88	(3)(4)
NGC 4552	T	38.47	...	(0)	8.57	(3)(4)
NGC 4565	S	36.80	...	(0)	7.64	(3)(4)(5)
NGC 4569	T	36.75	UL	(0)	7.45	(3)(4)
NGC 4579	S/L	38.15	...	(0)	7.81	(3)(4)(5)
NGC 4589	L	38.28	...	(0)	8.35	(3)(4)
NGC 4596	L	36.75	UL	(0)	7.54	(3)(4)
NGC 4636	L	36.92	...	(0)	8.09	(3)(4)(5)
NGC 4639	S	36.75	UL	(0)	6.60	(3)(4)
NGC 4643	T	37.08	UL	(0)	7.58	(3)(4)
NGC 4651	L	36.75	UL	(0)	6.84	(3)(4)
NGC 4698	S	36.71	UL	(0)	7.48	(3)(4)
NGC 4713	T	36.81	UL	(0)	4.14	(3)(4)
NGC 4725	S	36.40	UL	(0)	7.40	(3)(4)(5)
NGC 4736	L	35.80	...	(0)	7.12	(3)(4)(5)
NGC 4750	L	37.27	UL	(0)	7.40	(3)(4)
NGC 4762	L	36.66	...	(0)	7.54	(3)(4)
NGC 4772	L	37.20	...	(0)	7.55	(3)(4)
NGC 4826	T	35.44	UL	(0)	6.84	(3)(4)
NGC 4866	L	36.71	UL	(0)	8.20	(3)(4)
NGC 5005	L	36.96	UL	(0)	7.84	(3)(4)
NGC 5012	T	37.47	UL	(0)	7.46	(3)(4)
NGC 5033	S	36.95	...	(0)	7.36	(3)(4)(5)
NGC 5055	T	36.01	UL	(0)	6.86	(3)(4)
NGC 5194	S	36.07	UL	(0)	6.74	(3)(4)(5)
NGC 5195	L	36.24	UL	(0)	7.28	(3)(4)
NGC 5273	S	36.96	UL	(0)	6.20	(3)(4)(5)
NGC 5297	L	37.59	UL	(0)	6.60	(3)(4)
NGC 5322	L	38.36	...	(0)	8.43	(3)(4)
NGC 5353	L/T	38.68	...	(0)	8.82	(3)(4)
NGC 5354	T/L	38.28	...	(0)	8.27	(3)(4)
NGC 5363	L	38.54	...	(0)	8.33	(3)(4)
NGC 5371	L	37.59	UL	(0)	7.92	(3)(4)
NGC 5377	L	37.72	...	(0)	7.87	(3)(4)
NGC 5395	S/L	37.77	UL	(0)	7.53	(3)(4)
NGC 5448	L	37.46	UL	(0)	7.24	(3)(4)
NGC 5485	L	37.47	UL	(0)	8.08	(3)(4)
NGC 5566	L	37.14	UL	(0)	7.70	(3)(4)
NGC 5631	S/L	37.46	UL	(0)	7.77	(3)(4)
NGC 5656	T	37.52	UL	(0)	7.11	(3)(4)
NGC 5678	T	37.36	UL	(0)	7.35	(3)(4)
NGC 5701	T	37.13	UL	(0)	7.22	(3)(4)

Table B1
(Continued)

Sources (1)	Type (2)	$\log_{10}(L_R[\text{erg s}^{-1}])$ (3)	Notes (4)	Ref. (5)	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg s}^{-1}])$ (6)	Notes (7)	Ref. (8)	$\log_{10}(M/M_\odot)$ (9)	Ref. (10)
NGC 5746	T	37.19	UL	(0)	8.02	(3)(4)
NGC 5813	L	37.51	...	(0)	8.45	(3)(4)
NGC 5838	T	37.37	...	(0)	8.74	(3)(4)
NGC 5846	T	37.97	...	(0)	8.44	(3)(4)
NGC 5866	T	37.48	...	(0)	7.78	(3)(4)
NGC 5879	T/L	36.75	UL	(0)	6.45	(3)(4)
NGC 5921	T	37.06	UL	(0)	6.50	(3)(4)
NGC 6340	L	37.12	UL	(0)	7.48	(3)(4)
NGC 6384	T	37.11	UL	(0)	7.25	(3)(4)
NGC 6482	T/S	37.70	UL	(0)	9.04	(3)(4)
NGC 6500	L	39.38	...	(0)	8.23	(3)(4)(5)
NGC 6503	T/S	35.83	UL	(0)	5.39	(3)(4)
NGC 6703	L	37.54	UL	(0)	7.90	(3)(4)
NGC 6951	S	37.20	UL	(0)	7.11	(3)(4)
NGC 7177	T	36.82	UL	(0)	7.28	(3)(4)
NGC 7217	L	36.41	UL	(0)	7.41	(3)(4)
NGC 7331	T	36.61	UL	(0)	7.41	(3)(4)
NGC 7479	S	37.66	...	(0)	7.60	(3)(4)
NGC 7626	L	39.18	...	(0)	8.68	(3)(4)
NGC 7742	T/S	36.99	UL	(0)	6.45	(3)(4)
NGC 7743	S	37.03	...	(0)	6.50	(3)(4)(5)
NGC 7814	L	36.66	UL	(0)	7.83	(3)(4)
Ark 564	S	38.59	...	(5)	6.50	(5)
Cyg A	S/L	41.43	...	(5)	9.40	(5)
Fairall 9	S	37.68	UL	(5)	42.70	UL	(8)	7.91	(5)
IC 1459	L	39.71	...	(5)	8.88	(2)(3)(4)(5)
IC 4296	L	39.68	...	(5)	9.10	(3)(4)(5)
IC 4329A	S	38.94	...	(5)	42.40	UL	(8)	8.26	(3)(4)(5)
Mrk 3	S	39.86	...	(5)	8.81	(5)
Mrk 78	S	39.86	...	(5)	7.92	(5)
Mrk 279	S	38.78	...	(5)	42.70	UL	(8)	7.62	(5)
Mrk 335	S	38.27	...	(5)	6.79	(5)
Mrk 348	S	39.70	...	(5)	41.60	UL	(8)	7.17	(5)
Mrk 478	S	38.75	...	(5)	7.30	(5)
Mrk 507	S	38.78	...	(5)	7.10	(5)
Mrk 509	S	38.30	...	(5)	42.60	UL	(8)	7.86	(5)
Mrk 573	S	38.22	...	(5)	7.25	(5)
Mrk 590	S	38.70	...	(5)	7.23	(5)
Mrk 766	S	38.32	...	(5)	6.64	(5)
Mrk 1066	S	38.68	...	(5)	6.93	(5)
NGC 1052	L	39.86	...	(5)	8.22	(3)(4)(5)
NGC 1068	S	39.12	...	(5)	7.78	(1)(2)(3)(4)(5)
NGC 1365	S	38.80	...	(5)	40.90	UL	(8)	7.62	(3)(4)(5)
NGC 1386	S	36.70	...	(5)	7.65	(3)(4)(5)
NGC 1667	S	37.34	...	(5)	7.97	(3)(4)(5)
NGC 2110	S	38.99	...	(5)	41.40	UL	(8)	8.53	(3)(4)(5)
NGC 2992	S	38.64	...	(5)	7.76	(3)(4)(5)
NGC 3362	S	38.47	...	(5)	7.01	(3)(4)(5)
NGC 4117	S	35.70	...	(5)	6.65	(3)(4)(5)
NGC 4594	L	37.84	...	(5)	8.83	(1)(3)(4)(5)
NGC 5252	S	38.96	...	(5)	42.20	UL	(8)	8.10	(3)(4)(5)
NGC 5347	S	37.10	...	(5)	6.70	(3)(4)(5)
NGC 5548	S	38.58	...	(5)	42.10	UL	(8)	8.08	(3)(4)(5)
NGC 5929	S	38.30	...	(5)	7.19	(3)(4)(5)
NGC 6166	S	39.95	...	(5)	9.04	(3)(4)(5)
NGC 6251	S	40.93	...	(5)	8.93	(2)(3)(4)(5)
NGC 7469	S	38.38	...	(5)	41.80	UL	(8)	7.24	(3)(4)(5)
NGC 7672	S	37.25	...	(5)	6.80	(3)(4)(5)
NGC 7682	S	38.88	...	(5)	7.25	(3)(4)(5)
3C 120	S	41.55	...	(5)	7.36	(5)

Table B1
(Continued)

Sources (1)	Type (2)	$\log_{10}(L_R[\text{erg s}^{-1}])$ (3)	Notes (4)	Ref. (5)	$\log_{10}(L_\gamma[\text{erg s}^{-1}])$ (6)	Notes (7)	Ref. (8)	$\log_{10}(M/M_\odot)$ (9)	Ref. (10)
3C 390.3	S	41.09	...	(5)	8.53	(5)
UGC 6100	S	38.50	...	(5)	7.72	(5)
NGC 5128 (Cen A)	S	38.67	...	(11)	38.49	...	(12)	7.70	(11)
NGC 5128 (Cen A)	S	38.67	...	(11)	40.61	...	(12)	7.70	(11)
IC 310	Galaxy	39.77	...	(15)	41.70	...	(14)	8.30	(14)
IC 310	Galaxy	39.77	...	(15)	43.30	...	(14)	8.30	(14)
Cyg-X1	GBH	29.66	...	(5)	32.45	...	(16)	1.06	(5)
Cyg-X1	GBH	29.66	...	(5)	33.56	...	(16)	1.06	(5)
Cyg-X3	GBH	32.17	...	(5)	33.67	...	(17)	1.00	(5)
Cyg-X3	GBH	32.17	...	(5)	36.37	...	(17)	1.00	(5)
GRO J1655-40	GBH	29.94	...	(5)	0.85	(5)
GRS 1915+105	GBH	31.76	...	(5)	1.20	(5)
GX 339-4	GBH	29.91	...	(5)	1.00	(5)
LS 5039	GBH	30.09	...	(5)	1.00	(5)
XTE J1118+480	GBH	28.92	...	(5)	1.00	(5)
XTE J1859+226	GBH	29.18	...	(5)	0.88	(5)
XTE J1550-564	GBH	31.79	...	(6)	0.98	(7)

Note. Column (1): Source name; Column (2): source spectral class: L—LINER; S—Seyfert; H—H II region spectral type; T: source with transition spectrum (LINER +H II); GBH: galactic black hole binary (or microquasar) (for more details see Merloni et al. 2003; Nagar et al. 2005); Column (3): logarithm of the core radio luminosity (in erg s^{-1}); Column (6): logarithm of the gamma-ray luminosity (in erg s^{-1}); Column (9): logarithm of the black hole mass (in solar units); Columns (4) and (7): upper limit of the core radio and gamma luminosity (UL); Columns (5), (8) and (10): References—see Note to Table B3.

Table B2
Radio and Gamma-ray Emission of Blazars

Sources (1)	Type (2)	$\log_{10}(L_\gamma^{\text{iso}})$ (3)	$\log_{10}(L_\gamma)$ (4)	Ref. (5)	$\log_{10}(L_R^{\text{iso}})$ (6)	$\log_{10}(L_R)$ (7)	Ref. (8)	$\log_{10}(M/M_\odot)$ (9)	Ref. (10)
PKS 0754+100	BLL	45.72	42.75	(18)	42.80	39.83	(19)	8.21	(20)
PKS 0823+033	BLL	45.86	43.73	(18)	43.26	41.12	(19)	8.55	(20)
PKS 0829+046	BLL	45.68	43.60	(18)	41.97	39.89	(19)	8.52	(20)
OJ 287	BLL	46.12	43.89	(18)	42.82	40.59	(19)	8.50	(20)
PKS 2155-304	BLL	45.98	43.80	(18)	7.60	(20)
4C -02.81	BLL	47.18	44.59	(18)	44.28	41.69	(19)	9.96	(20)
3C 454.3	FSRQ	48.79	45.91	(18)	44.85	41.97	(19)	6.76	(20)
S3 2141+17	FSRQ	46.01	43.82	(18)	8.14	(20)
AO 0235+164	BLL	47.38	44.72	(18)	43.98	41.32	(19)	7.98	(20)
4C +28.07	FSRQ	47.78	45.27	(18)	44.44	41.92	(19)	7.98	(20)
MKN 421	BLL	44.88	43.08	(18)	8.23	(20)
PKS 1127-145	FSRQ	47.68	44.92	(18)	44.71	41.95	(19)	7.75	(20)
4C +29.45	FSRQ	47.31	44.21	(18)	43.72	40.62	(19)	8.56	(20)
ON 231	BLL	45.18	43.28	(18)	8.01	(20)
4C +21.35	FSRQ	47.50	43.90	(18)	43.02	39.41	(19)	8.18	(20)
3C 273	FSRQ	46.34	43.76	(18)	43.51	40.93	(19)	9.38	(20)
3C 279	FSRQ	47.64	44.70	(18)	44.22	41.28	(19)	7.82	(20)
PG 1424+240	BLL	45.98	43.80	(18)	6.42	(20)
AP Lib	BLL	44.50	42.83	(18)	8.64	(20)
PKS 1510-089	FSRQ	47.44	44.51	(18)	42.95	40.02	(19)	8.31	(20)
NRAO 530	FSRQ	47.39	43.45	(18)	44.54	40.61	(19)	8.07	(20)
OT 081	BLL	46.26	44.16	(18)	42.69	40.59	(19)	8.64	(20)
4C +10.45	FSRQ	47.56	44.70	(18)	44.22	41.37	(19)	8.07	(20)
3C 66A	BLL	47.31	44.67	(18)	8.30	(20)
PKS 1604+159	BLL	46.06	43.86	(18)	8.25	(20)
B2 1811+31	BLL	44.85	43.06	(18)	8.82	(20)
OS 319	FSRQ	46.98	44.88	(18)	44.69	42.58	(19)	8.22	(20)
4C +38.41	FSRQ	48.72	45.44	(18)	44.85	41.56	(19)	7.54	(20)
MKN 501	BLL	44.46	42.80	(18)	8.72	(20)
PKS 0454-46	FSRQ	47.11	44.54	(18)	8.05	(20)
4C +56.27	BLL	46.93	44.61	(18)	43.40	41.08	(19)	9.10	(20)
S5 1803+784	BLL	47.08	44.83	(18)	43.75	41.50	(19)	8.82	(20)

Table B2
(Continued)

Sources (1)	Type (2)	$\log_{10}(L_{\gamma}^{\text{iso}})$ (3)	$\log_{10}(L_{\gamma})$ (4)	Ref. (5)	$\log_{10}(L_R^{\text{iso}})$ (6)	$\log_{10}(L_R)$ (7)	Ref. (8)	$\log_{10}(M/M_{\odot})$ (9)	Ref. (10)
BL Lac	BLL	45.16	43.40	(18)	41.50	39.73	(19)	8.58	(20)
4C +51.37	FSRQ	47.83	45.01	(18)	44.42	41.61	(19)	7.97	(20)
PKS 2052-47	FSRQ	48.33	45.34	(18)	7.88	(20)
S5 0716+714	BLL	46.78	44.46	(18)	42.44	40.12	(19)	7.74	(20)
EXO 0706.1+5913	BLL	44.70	42.96	(18)	8.67	(20)
4C +71.07	FSRQ	48.36	45.16	(18)	45.23	42.03	(19)	7.22	(20)
B2 0827+24	FSRQ	47.17	44.07	(18)	43.68	40.58	(19)	8.41	(20)
MKN 180	BLL	43.85	42.40	(18)	8.10	(20)
1ES 1028+511	BLL	45.76	43.66	(18)	8.70	(20)
S4 0954+658	BLL	45.98	43.80	(18)	8.37	(20)
1ES 0806+524	BLL	45.14	43.25	(18)	8.65	(20)
4C +55.17	FSRQ	47.70	44.93	(18)	8.42	(20)
PG 1246+586	BLL	47.20	44.60	(18)	9.15	(20)
S4 0814+425	BLL	46.17	45.01	(18)	42.41	41.24	(19)	8.01	(20)
S4 0917+44	FSRQ	48.72	45.60	(18)	7.88	(20)
PG 1437+398	BLL	45.31	43.36	(18)	8.95	(20)
PKS 0336-019	FSRQ	46.96	43.93	(18)	44.16	41.13	(19)	7.21	(20)
PKS 0420-01	FSRQ	47.62	45.22	(18)	44.24	41.84	(19)	8.04	(20)
PKS 0440-00	FSRQ	47.57	44.84	(18)	7.23	(20)
4C -02.19	FSRQ	48.02	45.28	(18)	44.98	42.24	(19)	8.50	(20)
PKS 0528+134	FSRQ	48.32	45.36	(18)	45.00	42.04	(19)	7.66	(20)
PKS 0537-441	BLL	48.25	45.29	(18)	8.02	(20)
PKS 0735+17	BLL	46.57	44.19	(18)	43.23	40.85	(19)	8.08	(20)
PKS 2201+04	BLL	43.11	41.91	(18)	7.76	(20)
1ES 1741+196	BLL	44.18	42.62	(18)	8.93	(20)

Note. Column (1): source name; Column (2): BLL: BL Lac objects; FSRQ: Flat Spectrum Radio Quasar; Column (3): logarithm of the isotropic gamma-ray luminosity (in erg s^{-1}); Column (4): logarithm of the gamma-ray luminosity (in erg s^{-1}) corrected by Doppler boosting; Column (6): logarithm of the isotropic radio luminosity (in erg s^{-1}); Column (7): logarithm of the radio luminosity (in erg s^{-1}) corrected by Doppler boosting; Column (9): logarithm of the black hole mass (in solar units); Columns (5), (8) and (10): References—see Note to Table B3.

Table B3
Gamma-ray Emission of GRBs

Sources (1)	$\log_{10}(L_{\gamma}^{\text{iso}} [\text{erg s}^{-1}])$ (2)	$\log_{10}(L_{\gamma} [\text{erg s}^{-1}])$ (3)	Ref. (4)	Sources (5)	$\log_{10}(L_{\gamma}^{\text{iso}} [\text{erg s}^{-1}])$ (6)	$\log_{10}(L_{\gamma} [\text{erg s}^{-1}])$ (7)	Ref. (8)
90323	53.06	50.14	(18)	21004	51.55	49.93	(18)
90328	51.47	48.9	(18)	31203	49.43	47.52	(18)
090902B	53.63	51	(18)	30329	50.82	48.42	(18)
090926A	53.46	51.55	(18)	50709	51.22	49.87	(18)
81222	53.28	50.35	(18)	050820A	53.13	50.95	(18)
90424	51.52	49.69	(18)	50904	52.63	50.62	(18)
90618	52.19	50.02	(18)	60218	46.09	46.01	(18)
91020	51.65	49.51	(18)	60418	51.28	50.16	(18)
91127	50.47	48.13	(18)	70125	52.61	51.03	(18)
091208B	50.8	48.7	(18)	080319B	51.26	49.13	(18)
970228	50.63	48.02	(18)	50505	51.86	48.66	(18)
970508	50.86	49.71	(18)	50814	52.36	49.32	(18)
970828	51.43	49.32	(18)	051109A	50.79	48.02	(18)
971214	52.49	50.16	(18)	051221A	50.7	49.02	(18)
980613	50.43	48.81	(18)	60124	53.6	50.55	(18)
980425	46.84	45.1	(18)	60614	49.73	48.05	(18)
980703	51.19	49.47	(18)	60707	51.18	49.16	(18)
990123	52.79	50.36	(18)	60814	52.96	50.24	(18)
990510	51.91	49.14	(18)	61021	49.75	47.8	(18)
990705	52.17	49.8	(18)	061222A	52.76	49.8	(18)
991216	52.86	50.36	(18)	70306	52.7	50.16	(18)
21004	52.54	50.39	(18)	70318	52.69	50.76	(18)
926	53.82	51.58	(18)	70508	51.76	49.03	(18)

Table B3
(Continued)

Sources (1)	$\log_{10}(L_{\gamma}^{\text{iso}} [\text{erg s}^{-1}])$ (2)	$\log_{10}(L_{\gamma} [\text{erg s}^{-1}])$ (3)	Ref. (4)	Sources (5)	$\log_{10}(L_{\gamma}^{\text{iso}} [\text{erg s}^{-1}])$ (6)	$\log_{10}(L_{\gamma} [\text{erg s}^{-1}])$ (7)	Ref. (8)
10222	52.46	49.65	(18)	80310	51.81	49.1	(18)
11211	51.62	49.41	(18)	080413B	52.61	50.35	(18)
20405	51.49	49.45	(18)	90313	51.23	48.38	(18)
20813	52.29	49.47	(18)	91018	50.04	47.57	(18)

Note. Columns (1) and (5): source name; Columns (2) and (6) logarithm of the isotropic gamma-ray luminosity (in erg s^{-1}); Column (3) and (7): logarithm of the gamma-ray luminosity (in erg s^{-1}) corrected by Doppler boosting; Columns (4) and (8): References.

References. (For all Tables): (0) Nagar et al. (2005), (1) Richstone et al. (1998), (2) Gebhardt et al. (2000), (3) Merritt & Ferrarese (2001), (4) Tremaine et al. (2002), (5) Merloni et al. (2003), (6) Hannikainen et al. (2001), (7) Remillard & McClintock (2006), (8) Ackermann et al. (2012), (9) Middleton et al. (2008), (10) Fermi LAT Collaboration et al. (2009), (11) Israel (1998), (12) Abdo et al. (2010), (13) Aleksić et al. (2014b), (14) Aleksić et al. (2014a), (15) Kadler et al. (2012), (16) Malyshev et al. (2013), (17) Piano et al. (2012), (18) Nemmen et al. (2012), (19) Kharb et al. (2010) and (20) Vovk & Neronov (2013).

REFERENCES

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *ApJ*, **707**, 55
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *ApJ*, **719**, 1433
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. 2012, *ApJ*, **746**, 151
- Acharya, B. S., Actis, M., Aghajani, T., et al. 2013, *A&A*, **43**, 3
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012, *ApJ*, **747**, 104
- Actis, M., Agnetta, G., Aharonian, F., et al. 2011, *ExA*, **32**, 193
- Albert, J., et al. 2007, *ApJL*, **665**, 51
- Aleksić, J., Antonelli, L. A., Antoranz, P., et al. 2010a, *ApJL*, **723**, L207
- Aleksić, J., Antonelli, L. A., Antoranz, P., et al. 2010b, *ApJ*, **721**, 843
- Aleksić, J., Antonelli, L. A., Antoranz, P., et al. 2014a, *A&A*, **563**, A91
- Aleksić, J., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2014b, *A&A*, **564**, A5
- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1998, *RvMP*, **70**, 1
- Bhattacharjee, A., & Hameiri, E. 1986, *PhRvL*, **57**, 206
- Bhattacharjee, A., Huang, Y.-M., Yang, H., & Rogers, B. 2009, *PhPI*, **16**, 112102
- Biskamp, D., Schwarz, E., & Drake, J. F. 1997, *PhPI*, **4**, 1002
- Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, *MNRAS*, **179**, 433
- Bodaghee, A., Tomsick, J. A., Pottschmidt, K., et al. 2013, *ApJ*, **775**, 98
- Čemeljić, M., Shang, H., & Chiang, T.-Y. 2013, *ApJ*, **768**, 5
- Cho, J., & Lazarian, A. 2014, *ApJ*, **780**, 30
- de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2005, *A&A*, **441**, 845
- de Gouveia Dal Pino, E. M., Piovezan, P. P., & Kadowaki, L. H. S. 2010a, *A&A*, **518**, A5
- de Gouveia Dal Pino, E. M., Kowal, G., Kadowaki, L. H. S., Piovezan, P., & Lazarian, A. 2010b, *IJMPD*, **19**, 729
- de Gouveia Dal Pino, E. M., & Kowal, G. 2015, in *Magnetic Fields in Diffuse Media (Astrophysics and Space Science Library)*, Vol. 407 ed. A. Lazarian, E. de Gouveia Dal Pino, & C. Melioli (Berlin: Springer), **373**
- de Gouveia Dal Pino, E. M., Kowal, G., & Lazarian, A. 2014, in *ASP Conf. Ser. 488, 8th Int. Conf. of Numerical Modeling of Space Plasma Flows (ASTRONUM 2013)*, ed. N. V. Pogorelov, E. Audit, & G. P. Zark (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), **8**
- Dexter, J., McKinney, J. C., Markoff, S., & Tchekhovskoy, A. 2014, *MNRAS*, **440**, 2185
- Diamond, P. H., & Malkov, M. 2003, *PhPI*, **10**, 2322
- Drake, J. F., Swisdak, M., Che, H., & Shay, M. A. 2006, *Natur*, **443**, 553
- Drake, J. F., Opher, M., Swisdak, M., & Chamoun, J. N. 2010, *ApJ*, **709**, 963
- Eyink, G. L., Lazarian, A., & Vishniac, E. T. 2011, *ApJ*, **743**, 51
- Eyink, G., Vishniac, E., Lalescu, C., et al. 2013, *Natur*, **497**, 466
- Falcke, H., Krding, E., & Markoff, S. 2004, *A&A*, **414**, 895
- Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, *MNRAS*, **355**, 1105
- Fender, R., & Belloni, T. 2012, *Sci*, **337**, 540
- Fermi LAT Collaboration, Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *Sci*, **326**, 1512
- Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, *Accretion Power in Astrophysics* (3rd ed., Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press)
- Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., et al. 2000, *ApJL*, **539**, L13
- Giannios, D. 2010, *MNRAS*, **408**, L46
- Gültekin, K., Cackett, E. M., Miller, J. M., et al. 2009, *ApJ*, **706**, 404
- Guo, Z. B., Diamond, P. H., & Wang, X. G. 2012, *ApJ*, **757**, 173
- Hameiri, E., & Bhattacharjee, A. 1987, *PhFI*, **30**
- Hannikainen, D., Wu, K., Campbell-Wilson, D., et al. 2001, *Exploring the Gamma-ray Universe Proc. 4th INTEGRAL Workshop*, ed. B. Batrick, V. Gimenez, V. Reglero, & C. Winkler (Noordwijk: ESA), **291**
- Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1997, *ApJS*, **112**, 315
- Hovatta, T., Pavlidou, V., King, O. G., et al. 2014, *MNRAS*, **439**, 690
- Huang, C.-Y., Wu, Q., & Wang, D.-X. 2014, *MNRAS*, **440**, 965
- Igumenshchev, I. V. 2009, *ApJL*, **702**, L72
- Israel, F. P. 1998, *A&ARv*, **8**, 237
- Jacobson, A. R., & Moses, R. W. 1984, *PhRvA*, **29**, 3335
- Kadler, M., Eisenacher, D., Ros, E., et al. 2012, *A&A*, **538**, L1
- Kharb, P., Lister, M. L., & Cooper, N. J. 2010, *ApJ*, **710**, 764
- Khiali, B., de Gouveia Dal Pino, E. M., & del Valle, M. V. 2015, *MNRAS*, in press, (arXiv:1406.5664)
- King, A. R., Pringle, J. E., West, R. G., & Livio, M. 2004, *MNRAS*, **348**, 111
- King, A. R., Pringle, J. E., & Livio, M. 2007, *MNRAS*, **376**, 1740
- Kowal, G., Lazarian, A., Vishniac, E. T., & Otmianowska-Mazur, K. 2009, *ApJ*, **700**, 63
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2011, *ApJ*, **735**, 102
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2012, *PhRvL*, **108**, 241102
- Körding, E., Falcke, H., & Corbel, S. 2006, *A&A*, **456**, 439
- Krolik, J. H., & Piran, T. 2011, *ApJ*, **743**, 134
- Krolik, J. H., & Piran, T. 2012, *ApJ*, **749**, 92
- Kulsrud, R. M. 1983, in *Basic Plasma Physics: Selected Chapters, Handbook of Plasma Physics Vol. 1*, ed. A. A. Galeev, & R. N. Sudan (Amsterdam: North-Holland), **1**
- Lazarian, A., & Vishniac, E. 1999, *ApJ*, **517**, 700
- Lazarian, A. 2011, arXiv:1111.0694
- Lazarian, A., Vlahos, L., Kowal, G., et al. 2012, *SSRv*, **173**, 557
- Lazarian, A., Eyink, G. L., Vishniac, E. T., & G., Kowal 2015, in *Magnetic Fields in Diffuse Media (Astrophysics and space Science Library)*, Vol. 407 ed. A. Lazarian, E. de Gouveia Dal Pino, & C. Melioli (Berlin: Springer), **311**
- Li, Z.-Y., Wu, X.-B., & Wang, R. 2008, *ApJ*, **688**, 826
- Lin, R. P., & Hudson, H. S. 1971, *SoPh*, **17**, 412
- Litvinenko, Y. E. 1996, *ApJ*, **462**, 997
- Liu, B. F., Mineshige, S., & Shibata, K. 2002, *ApJ*, **572**, 173
- Liu, B. F., Mineshige, S., & Ohsuga, K. 2003, *ApJ*, **587**, 571
- Livio, M., Pringle, J. E., & King, A. R. 2003, *ApJ*, **593**, 184
- Loureiro, N. F., Uzdensky, D. A., Schekochihin, A. A., Cowley, S. C., & Yousef, T. A. 2009, *MNRAS*, **399**, L146
- Lynden-Bell, D. 1969, *Natur*, **223**, 690
- Lyne, A. G., & Graham-Smith, F. 1990, *Pulsar Astronomy* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- Lytikov, M., & Lazarian, A. 2013, *SSRv*, **178**, 459
- MacDonald, D. A., Thorne, K. S., Zhang, X. H., & Price, R. H. 1986, *Black Holes: The Membrane Paradigm* (New Haven, CT: Yale Univ. Press), **121**
- MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, **524**, 262
- Malyshev, D., Zdziarski, A. A., & Chernyakova, M. 2013, *MNRAS*, **434**, 2380
- Matthaeus, W. H., & Lamkin, S. L. 1985, *PhFI*, **28**, 303
- Matthaeus, W. H., & Lamkin, S. L. 1986, *PhFI*, **29**, 2513
- McKinney, J. C., & Blandford, R. D. 2009, *MNRAS*, **394**, 126

- McKinney, J. C., Tchekhovskoy, A., & Blandford, R. D. 2012, *MNRAS*, **423**, 3083
- Meier, D. L. 2012, *Black Hole Astrophysics: The Engine Paradigm* ed. D. L. Meier (Berlin, Heidelberg: Springer)
- Merloni, A., Heinz, S., & di Matteo, T. 2003, *MNRAS*, **345**, 1057
- Merritt, D., & Ferrarese, L. 2001, *MNRAS*, **320**, L30
- Middleton, M., Done, C., & Schurch, N. 2008, *MNRAS*, **383**, 1501
- Nagar, N. M., Falcke, H., Wilson, A. S., & Ulvestad, J. S. 2002, *A&A*, **392**, 53
- Nagar, N. M., Falcke, H., & Wilson, A. S. 2005, *A&A*, **435**, 521
- Nemmen, R. S., Georganopoulos, M., Guiriec, S., et al. 2012, *Sci*, **338**, 1445
- Neronov, A., & Aharonian, F. A. 2007, *ApJ*, **671**, 85
- Paczynski, B. 1998, in *AIP Conf. Proc.* 428, *Gamma-ray Bursts*, 4th Hunstville Symp., ed. C. A. Meegan, T. M. Koshoc, & R. D. Preece (Melville, NY: AIP), 783
- Papadopoulos, K. 1977, *RvGSP*, **15**, 113
- Parker, E. N. 1979, *Cosmical Magnetic Fields: Their Origin and Their Activity* (Oxford: Clarendon)
- Piano, G., Tavani, M., Vittorini, V., et al. 2012, *A&A*, **545**, A110
- Plotkin, R. M., Markoff, S., Kelly, B. C., Körding, E., & Anderson, S. F. 2012, *MNRAS*, **419**, 267
- Remillard, R. A., & McClintock, J. E. 2006, *ARA&A*, **44**, 49
- Reynoso, M. M., Medina, M. C., & Romero, G. E. 2011, *A&A*, **531**, A30
- Richstone, D., Ajhar, E. A., Bender, R., et al. 1998, *Natur*, **395**, A14
- Rieger, F. M., & Aharonian, F. A. 2008, *A&A*, **479**, L5
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2002, *ApJ*, **578**, 420
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2011, *MNRAS*, **416**, 416
- Romero, G. E., Torres, D. F., Kaufman Bernadó, M. M., & Mirabel, I. F. 2003, *A&A*, **410**, L1
- Romero, G. E., et al. 2007, in *Relativistic Astrophysics Legacy and Cosmology —Einstein's Legacy ESO Astrophysics Symp.* (Berlin: Springer), 480
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, **24**, 337
- Shay, M. A., Drake, J. F., Denton, R. E., & Biskamp, D. 1998, *JGR*, **103**, 9165
- Shay, M. A., Drake, J. F., Swisdak, M., & Rogers, B. N. 2004, *PhPI*, **11**, 2199
- Shibata, K., & Tanuma, S. 2001, *EP&S*, **53**, 473
- Sikora, M., & Begelman, M. C. 2013, *ApJL*, **764**, L24
- Singh, C. B., de Gouveia Dal pino, E. M., & Kadowaki, L. H. S. 2015, *ApJL*, **799**, L20
- Soker, N. 2010, *ApJL*, **721**, L189
- Sol, H., Zech, A., Boisson, C., et al. 2013, *Aph*, **43**, 215
- Somov, B. V. 2012, *Plasma Astrophysics, Part I: Fundamentals and Practice* (Astrophysics and Space Science Library) Vol. 391 (New York: Springer)
- Speiser, T. W. 1970, *P&SS*, **18**, 613
- Spitzer, L. 1962, *Physics of Fully Ionized Gases* (2nd ed.; New York: Interscience)
- Stone, J. M., Hawley, J. F., Gammie, C. F., & Balbus, S. A. 1996, *ApJ*, **463**, 656
- Strauss, H. R. 1986, *PhRvL*, **57**, 2231
- Tagger, M., Varnière, P., Rodriguez, J., & Pellat, R. 2004, *ApJ*, **607**, 410
- Takasaki, H., Asai, A., Kiyohara, J., et al. 2004, *ApJ*, **613**, 592
- Tavani, M., Bulgarelli, A., Piano, G., et al. 2009, *Natur*, **462**, 620
- Tavecchio, F., & Ghisellini, G. 2008, *MNRAS*, **385**, L98
- Tavecchio, F., & Ghisellini, G. 2008, *MNRAS*, **386**, 945
- Tchekhovskoy, A., Narayan, R., & McKinney, J. C. 2011, *MNRAS*, **418**, L79
- Tchekhovskoy, A., Metzger, B. D., Giannios, D., & Kelley, L. Z. 2014, *MNRAS*, **437**, 2744
- Tremaine, S., Gebhardt, K., Bender, R., et al. 2002, *ApJ*, **574**, 740
- Uzdensky, D. A. 2011, *Sci. Rev.*, **160**, 45
- Uzdensky, D. A., & Goodman, J. 2008, *ApJ*, **682**, 608
- Uzdensky, D. A., & McKinney, J. C. 2011, *PhPI*, **18**, 042105
- Uzdensky, D. A., & Spitkovsky, A. 2014, *ApJ*, **780**, 3
- Vovk, I., & Neronov, A. 2013, *ApJ*, **767**, 103
- Xu, S., & Yan, H. 2013, *ApJ*, **779**, 140
- Waelbroeck, F. L. 1989, *PhFIB*, **1**, 2372
- Wang, D. X., Xiao, K., & Lei, W. H. 2002, *MNRAS*, **335**, 65
- Wang, R., Wu, X.-B., & Kong, M.-Z. 2006, *ApJ*, **645**, 890
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, **405**, 273
- Yamada, M., Kulsrud, R., & Ji, H. 2010, *RvMP*, **82**, 603
- Yamada, M., et al. 2014, *NatCo*, **5**, 4774
- Yokoi, N., & Hoshino, M. 2011, *PhPI*, **18**, 111208
- Yuan, F., Yu, Z., & Ho, L. C. 2009, *ApJ*, **703**, 1034
- Zamaninasab, M., Clausen-Brown, E., Savolainen, T., & Tchekhovskoy, A. 2014, *Natur*, **510**, 126
- Zanni, C., & Ferreira, J. 2009, *A&A*, **508**, 1117
- Zanni, C., & Ferreira, J. 2013, *A&A*, **550**, A99
- Zenitani, S., & Hoshino, M. 2001, *ApJL*, **562**, L63
- Zenitani, S., & Hoshino, M. 2008, *ApJ*, **677**, 530
- Zenitani, S., Hesse, M., & Klimas, A. 2009, *ApJ*, **696**, 1385
- Zhang, B., & Yan, H. 2011, *ApJ*, **726**, 90
- Zhang, J., Xu, B., & Lu, J. 2014, *ApJ*, **788**, 143

ON THE ROLE OF FAST MAGNETIC RECONNECTION IN ACCRETING BLACK HOLE SOURCES

C. B. SINGH, E. M. DE GOUVEIA DAL PINO, AND L. H. S. KADOWAKI
Department of Astronomy (IAG-USP), University of Sao Paulo, Sao Paulo, Brazil;
csingh@iag.usp.br, dalpino@iag.usp.br, luis.kadowaki@iag.usp.br
Received 2014 November 3; accepted 2014 December 16; published 2015 January 27

ABSTRACT

We attempt to explain the observed radio and gamma-ray emission produced in the surroundings of black holes by employing a magnetically dominated accretion flow model and fast magnetic reconnection triggered by turbulence. In earlier work, a standard disk model was used and we refine the model by focusing on the sub-Eddington regime to address the fundamental plane of black hole activity. The results do not change substantially with regard to previous work, ensuring that the details of accretion physics are not relevant in the magnetic reconnection process occurring in the corona. Rather, our work puts fast magnetic reconnection events as a powerful mechanism operating in the core region near the jet base of black hole sources on more solid ground. For microquasars and low-luminosity active galactic nuclei, the observed correlation between radio emission and the mass of the sources can be explained by this process. The corresponding gamma-ray emission also seems to be produced in the same core region. On the other hand, emission from blazars and gamma-ray bursts cannot be correlated to core emission based on fast reconnection.

Key words: accretion, accretion disks – magnetic reconnection

1. INTRODUCTION

Almost a decade ago, de Gouveia Dal Pino & Lazarian (2005, hereafter GL05) proposed a model for producing jet plasmons and particle acceleration by magnetic reconnection events in the surroundings of accretion disks around black holes (BHs) with magnetospheres. This model predicts that the amount of magnetic power released by reconnection may be more than sufficient to explain observed flares from BH mass sources in different scales (from microquasars to low-luminosity active galactic nuclei, LLAGNs; see de Gouveia Dal Pino et al. 2010a, 2010b, hereafter GPK10; Kadowaki et al. 2014, hereafter KGS14). Their model invokes the interactions between the field lines anchored onto the BH horizon and those onto the accretion disks around BHs.

A standard disk model (Shakura & Sunyaev 1973) was used in these works to describe the accretion flow around BHs, taking into account the near Eddington regime. At the high/soft or very high states of X-ray emission (Remillard & McClintock 2006; Fender et al. 2004, 2009) the accretion is dominantly via a standard disk extending to the innermost stable circular orbit with a weak corona above the disk. However, in the low/hard state, it is believed that the accretion flows are geometrically thick, optically thin, advection-dominated (ADAFs; Narayan & Yi 1995) with an outer geometrically thin, optically thick disk.

Recently, Qiao & Liu (2013) considered the cooling of the soft X-ray photons from the underlying accretion disk to the corona, and the bremsstrahlung, synchrotron, and corresponding self-Compton cooling of the corona itself. With the decrease of the mass accretion rate, the size of the inner disk decreases and eventually the disk vanishes completely by evaporation. Consequently, the accretion becomes dominated by an ADAF, in which the X-ray emission is produced by the Comptonization of the synchrotron and bremsstrahlung photons of the ADAF itself.

The recent simulation work by Dexter et al. (2014) on transient jets in the ADAF regime during the transition from the hard to soft state has shown that the magnetic reconnection of opposite polarity fields converts magnetic energy into kinetic and thermal energy fluxes. The transient jet power depends on

the magnetic energy density and timescale over which it is dissipated, not on the BH spin (Dexter et al. 2014). Besides, Sikora & Begelman (2013) have suggested that the radio-quiet/-loud dichotomy in AGNs could be due to the absence or presence of sufficient coherent magnetic fields. To include the dominant role of magnetic fields in the inner region around BHs, Meier (2005, 2012) proposed that ADAF could be replaced by a magnetically dominated advective flow (MDAF).

GL05 proposed a plausible model in which fast magnetic reconnection episodes in the corona above and below the inner region of accretion disks can explain the origin of radio flares observed in the galactic microquasar GRS 1915+105. This might happen whenever a large magnetic field arises from the inner accretion disk removing part of the angular momentum so that the accretion rate approaches the Eddington rate and pushes the disk magnetic field lines toward the BH magnetosphere. If both magnetic fluxes have opposite polarity, then, in the presence of anomalously high resistivity or turbulence, an event of fast magnetic reconnection may take place, releasing copious amounts of magnetic power that may accelerate particles to relativistic velocities in a first-order Fermi process (GL05; Kowal et al. 2011, 2012; de Gouveia Dal Pino & Kowal 2015). The model was further extended to other microquasars, AGNs, and young stellar objects (GPK10). Recently, the model was applied to a much larger sample of sources than before, including LLAGNs, blazars, microquasars, and gamma-ray bursts (GRBs; KGS14). They found evidence that the observed correlation between radio luminosities and the source masses, spanning 10^{10} orders of magnitude in mass and 10^6 orders of magnitude in luminosity, in microquasars and LLAGNs (Merloni et al. 2003; Nagar et al. 2005; Fender et al. 2004) could be naturally explained by this fast magnetic reconnection model. Moreover, they found that the observed gamma-ray emission in these sources could be also produced in the same core region. They also argued that the proposed mechanism could be associated with the transition from the low/hard to the high/soft states.

Here we revisit a similar scenario related to violent fast reconnection episodes between the field lines of the inner disk corona and those that are anchored in the BH, taking into account a sub-Eddington flow. We study the same mechanism that comes

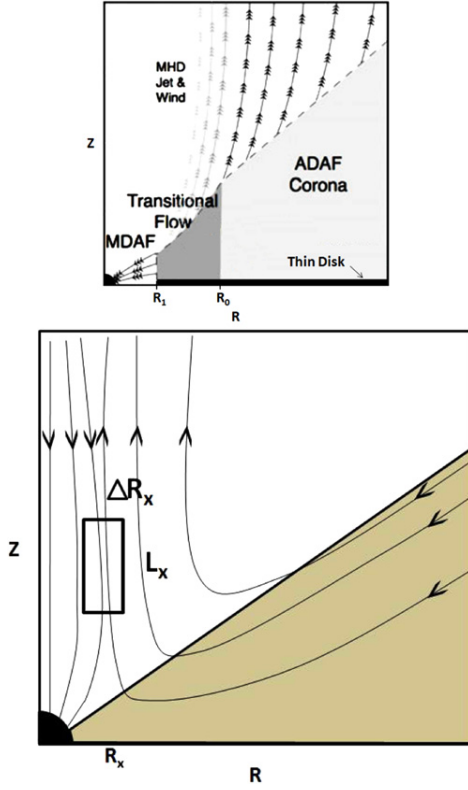


Figure 1. Schematic diagram of our scenario. The upper panel depicts the thin accretion disk truncated at a radius R_1 . The transitional flow between MDAF and ADAF exists in the range $R_1 < R < R_0$ (adapted from Meier 2012). The lower panel depicts our magnetic reconnection scenario in the MDAF region in the surroundings of the BH ($R_X = R_1$). The magnetic field lines anchored into the BH horizon (not shown in the upper diagram) encounter those rising from the disk, and fast magnetic reconnection may occur as described in the text.

into play for BH sources spanning 10 orders of magnitude in mass, but, instead of assuming as the initial state that the accretion disk has already evolved to a Shakura–Sunyaev regime as in previous works, we consider that the system is still in the end of the low/hard state and assume an MDAF disk.

In the next section, we present a description of the physical picture regarding the interaction between the disk and the corona. We also present the disk parameters based on an MDAF disk model. Subsequently, the rate of magnetic energy released by fast reconnection is derived. In Sections 3 and 4, we discuss the results and draw our conclusions.

2. REVISITING THE FAST MAGNETIC RECONNECTION SCENARIO CONSIDERING MDAF ACCRETION

2.1. Inner Disk and Corona

Following Meier (2005, 2012), in the disk region $R_1 < R < R_0$, the flow will be in a transitional state between ADAF and MDAF (Figure 1). In the region $R \leq R_1$, the flow will be in a truly MDAF state. Inside R_1 , the plasma $\beta (= 8\pi p_g/B^2)$ tends to decrease below unity, where p_g is the gas pressure and B is the magnetic field strength. The location R_1 is our interest for a fast magnetic reconnection event to happen due to the existence of turbulence in the neighborhood where the transitional flow joins the MDAF region (see below).

The masses are scaled in solar units as

$$M = m M_\odot \quad (1)$$

and accretion rates in Eddington units

$$\dot{M} = \dot{m} \dot{M}_{\text{Edd}}, \quad (2)$$

where $\dot{M}_{\text{Edd}} = 1.39 \times 10^{18} m \text{ g s}^{-1}$.

It is further assumed that, at some radius $R_0 = 7.3 \times 10^8 m \theta^{-1} \text{ cm}$, the ion temperature, T_i , will saturate to a finite multiple of θ of the electron temperature, T_e ,

$$\theta = \frac{T_i}{T_e} \geq 1. \quad (3)$$

The value of θ can lie between 1 and 820 (Meier 2012). In other words, an MDAF exists somewhere outside the ISCO and inside the two-temperature ADAF.

Also, as shown in Figure 1, the location of the reconnection region $R_X = R_1$ where $R_1 = \alpha^{2/3} R_0$ is given by

$$R_X = R_1 = 7.3 \times 10^8 \alpha^{2/3} m \theta^{-1} \text{ cm}, \quad (4)$$

with α being the viscosity parameter. As in GL05, GPK10, and KGS14, the magnetic field in the inner region can be evaluated from the momentum flux balance between the accretion flow and the magnetic pressure around the BH. In an MDAF-like corona, this condition implies magnetic fields in the Z and R directions that depend on m , \dot{m} , θ , and α , and are expressed as (Meier 2012)

$$\begin{aligned} B_Z &= 3.34 \times 10^4 m^{-1/2} \dot{m}^{1/2} \theta^{5/4} \text{ G}, \\ B_R &= 3.84 \times 10^4 \alpha^{-5/3} m^{-1/2} \dot{m}^{1/2} \theta^{5/4} \text{ G}. \end{aligned} \quad (5)$$

The corresponding poloidal field strength is determined as

$$B_p = 10^4 (11.15 + 14.89 \alpha^{-10/3})^{1/2} m^{-1/2} \dot{m}^{1/2} \theta^{5/4} \text{ G}. \quad (6)$$

Other MDAF coronal parameters such as density, ion temperature, and height are, respectively, given by

$$\rho = 8.9 \times 10^{-10} \alpha^{-2} m^{-1} \dot{m} \theta^{3/2} \text{ g cm}^{-3}, \quad (7)$$

$$T_i = 10^9 \theta \text{ K}, \quad (8)$$

$$H = 6.29 \times 10^8 \alpha m \theta^{-1} \text{ cm}. \quad (9)$$

2.2. Magnetic Energy Release by Fast Magnetic Reconnection

Let us assume that the magnetic field anchored into the BH is of the same order of the poloidal magnetic field in the corona above and below the disk in the inner edge of the disk (GL05). This is a reasonable assumption since the BH magnetosphere is built by the dragging of magnetic field lines from the accretion disk (MacDonald et al. 1986; Neronov & Aharonian 2007; GL05). Furthermore, to allow for reconnection, let us assume that the new flux of lines that rise in the MDAF disk corona have opposite polarity to those deposited earlier in the BH magnetosphere (which is possible if dynamo processes occur in the accretion disk; GL05; KGS14 and references therein). As mentioned, in order to extract as much magnetic power as possible to accelerate particles, magnetic reconnection has to be fast. The presence of anomalous resistivity (Parker 1979; Biskamp et al. 1997; Shay et al. 2004) or turbulence (Lazarian & Vishniac 1999; Kowal et al. 2009) can speed up the reconnection rate to values near the Alfvén velocity (v_A). As described in GL05 and KGS14, the rate of magnetic energy that

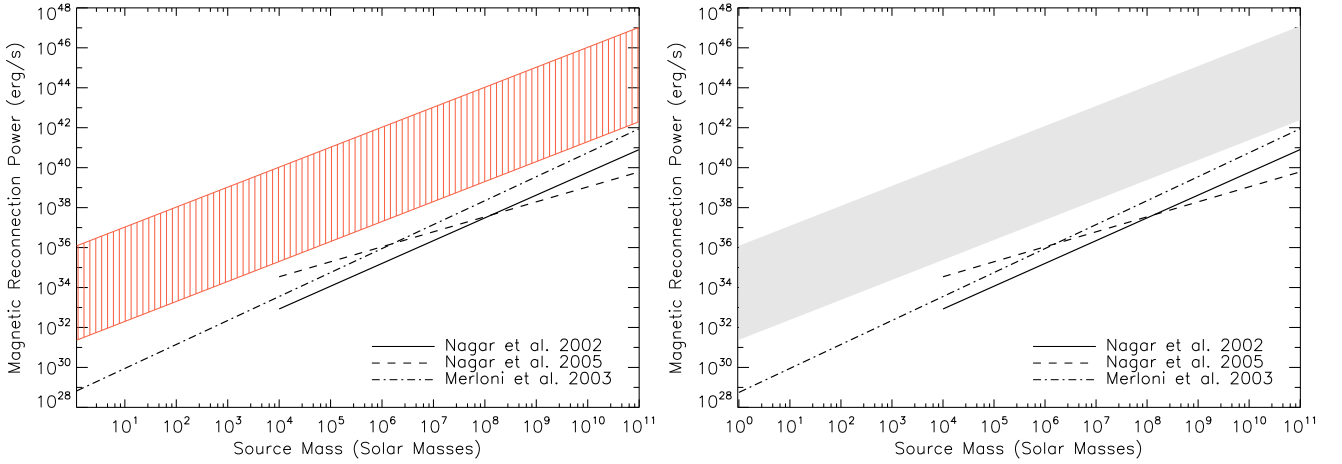


Figure 2. Turbulent-driven magnetic power against BH source mass calculated in this work (Equation (14); right panel) compared to that calculated in KGS14 (left panel; see the text for details). In both panels, the continuous and dashed black lines correspond to the observed correlations between the BH mass and the core radio luminosity found for LLAGNs by Nagar et al. (2002, 2005), respectively. The dot-dashed line corresponds to observed correlations for AGNs and microquasars by Merloni et al. (2003).

can be extracted from the magnetic contact discontinuity in the corona through reconnection is given by (see the rectangular zone in the lower panel of Figure 1)

$$\dot{W} = \frac{B_p^2}{8\pi} v_{\text{rec}} (4\pi R_X L_X) = \frac{B_p^2}{8\pi} v_{\text{rec}} (4\pi R_X A H). \quad (10)$$

Here, $0 < A \leq 1$. In the case of fast reconnection driven by turbulence (Lazarian & Vishniac 1999), we can derive the magnetic reconnection power in a similar way as explained in KGS14. The presence of weak turbulence causes the magnetic field lines to wander and induces fast reconnection (see also Kowal et al. 2009, 2012). Assuming that the injection scale of the turbulence (L_{inj}) is of the order of the size of the reconnection zone (L_X), the reconnection rate is

$$v_{\text{rec}} \simeq v_A M_A^2, \quad (11)$$

$$v_A = \frac{v_{A0}}{\left(1 + \frac{v_{A0}^2}{c^2}\right)^{1/2}} = \Gamma v_{A0},$$

$$v_{A0} = \frac{B_p}{(4\pi\rho)^{1/2}}, \quad (12)$$

where $M_A = v_{\text{inj}}/v_A$ is the Alfvénic Mach number of the turbulence and v_{inj} the turbulence velocity at the injection scale. Based on the expression of the turbulence velocity in the transitional layer between ADAF and MDAF, we have (Meier 2012)

$$v_{\text{inj}} = 3.7 \times 10^8 \alpha^{1/2} \theta^{1/2} \text{ cm s}^{-1}. \quad (13)$$

Substituting Equations (4), (6)–(9), and (11)–(13) into Equation (10), the magnetic reconnection power released by turbulent fast reconnection in the surroundings of the BH is given by (GL05)

$$\dot{W} = 3.34 \times 10^{34} m \dot{m} \theta A \Gamma^{-1} (11.15\alpha^{10/3} + 14.89)^{1/2} \text{ erg s}^{-1}. \quad (14)$$

We note that $\dot{W} \propto m$, which has the same dependence on m as that for a standard accretion disk model (Equation (15) from KGS14). The dependence on \dot{m} on the other hand, is stronger in this case ($\dot{W} \propto \dot{m}$, while in KGS14 it obtained $\dot{W} \propto \dot{m}^{3/4}$).

3. RESULTS

As stressed in KGS14, the magnetic reconnection power that is produced in an anomalous resistivity model does not cover most of the observed radio and gamma-ray emissions of the sources, so we only consider the turbulent-driven fast reconnection model in the following. Besides, the MDAF scenario naturally drives turbulence in the corona, as remarked.

Figure 2 compares the calculated fast magnetic reconnection power driven by turbulence as derived in this work¹ (range of free parameters $1 \leq m \leq 10^{10}$, $5 \times 10^{-4} \leq \dot{m} \leq 0.05$, $0.003 \leq \alpha \leq 0.3$, $0.01 \leq A \leq 1$, $1 \leq \theta \leq 46$) with the calculated power in KGS14 employing the standard accretion model rather than MDAF. We find that, in spite of the inherent differences in the assumptions and parameterization (the parametric space in KGS14 spans $R_X/R_S = 6$, $1 \leq m \leq 10^{10}$, $5 \times 10^{-4} \leq \dot{m} \leq 1$, $0.05 \leq \alpha \leq 0.5$, and $0.06 R_S < L_X < 17.5 R_S$), both models produce very similar ranges of values for the magnetic reconnection power, therefore confirming the earlier prediction in GPK10 that the details of the accretion model should not have much affect on the results regarding the fast reconnection power extracted from the coronal regions around BHs. The models are also compared with the observed correlations between the core radio luminosity and the BH mass found for microquasars and LLAGNs by Nagar et al. (2002, 2005) and Merloni et al. (2003). We see that the slope dependence of the magnetic power released by turbulent reconnection with the source mass is very similar to the observed radio luminosity–source mass correlations for these sources.

As in KGS14, in Figure 3 we compare the calculated fast magnetic reconnection power driven by turbulence (Equation (14)) with the observed nuclear radio and gamma-ray luminosities of a large sample (of more than 270 sources) including microquasars (or galactic black hole binaries (GBHs)), LLAGNs, blazars, and GRBs (see KGS14 and references therein for a detailed description of this sample). The radio emission is rep-

¹ We note that the adopted range of values for θ and A ensure the nearly collisionality condition required by the MHD equations and the fast reconnection driven by turbulence (see more details in KGS14). With this parametric space $L_X = AH$ spans between $0.02 R_S$ and $\sim 44 R_S$, and R_X between $1.1 R_S$ and $\sim 186 R_S$, where $R_S = 2.95 \times 10^5 m$ cm is the Schwarzschild radius.

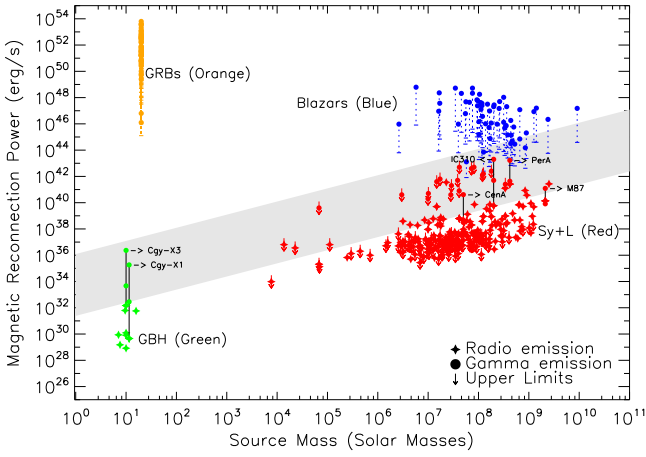


Figure 3. Turbulent-driven magnetic power (Equation (14)) against BH source mass compared to the observed emission of LLAGNs (LINERS and Seyfert galaxies), microquasars (GBHs), blazars, and GRBs. The core radio emission of the GBHs and LLAGNs is represented by red and green diamonds, while the gamma-ray emission of these two classes is represented by red and green circles, respectively. In a few cases for which there is observed gamma-ray luminosity from MeV/GeV to TeV ranges, the maximum and minimum values linking both circles are plotted with a vertical black line that extends down to the radio emission of each of these sources. The inverted arrows associated with some sources indicate that the gamma-ray emission is an upper limit only. For blazars and GRBs, only the gamma-ray emission is depicted, represented by blue and orange circles, respectively. The vertical dashed lines correct the observed emission by Doppler boosting effects (see more details in KGS14).

resented by diamonds, with red and green colors representing LLAGNs and microquasars, respectively. The observed radio emissions of a few microquasars (Cyg X-1 and Cyg X-3) and LLAGNs (Cen A, IC 310, Per A, and M87), which have been extensively studied in multi-wavelength campaigns, are highlighted in the figure. The released fast magnetic reconnection power driven by turbulence, corresponding to fiducial parametric space, largely exceeds the observed radio luminosities. The figure indicates that only a small fraction of this power would be enough to explain the observed radio luminosities for most of the sources.

As discussed in KGS14, the accelerated relativistic electrons and protons are likely to cool via other mechanisms (inverse Compton, synchrotron self-Compton, proton–proton, and proton–photon processes) that may eventually lead to very high energy emissions. Thus, we have also included in Figure 3 the observed gamma-ray luminosity, which is available for only 23 of the LLAGNs and microquasars sources in the sample. This is represented by red and green circles, respectively. These circles correspond to the emission of several Seyfert galaxies (most of which show only upper limits in the GeV band), four radio galaxies, and two microquasars (Cyg X-1 and Cyg X-3). The calculated magnetic energy power appears to be sufficient enough to also produce the gamma-ray emission; however, what can be seen with certainty is that this emission follows the same trend as that of the radio emission and that both seem to be correlated. This may imply that both gamma-ray and radio emissions are likely to be produced in the same core region around the BH and are powered by the same acceleration mechanism. Figure 3 also depicts the gamma-ray emission of blazars (represented by blue circles). This sample contains 32 blazars studied (Nemmen et al. 2012). In spite of the Doppler correction, the blazar emission does not appear to follow the same trend as that of LLAGNs and microquasars. Their radio emission (not shown here, but in KGS14) does not follow the trend either. This is likely because

the emission in blazars may originate from further out than the core region and may be produced by another population of relativistic particles likely at the shock along the inner jet. This is consistent with the fact that the jet in blazars point toward the line of sight, screening most of the inner core radiation.

Furthermore, Figure 3 also includes gamma-ray emission of 54 GRBs (Nemmen et al. 2012) which do not appear to follow any trend, similar to blazars. It can be suggested that the gamma-ray emission in the case of both blazars and GRBs cannot be associated with the emission process resulting from fast magnetic reconnection events in the core region; it is likely to be predominantly from the optically thin jet (KGS14).

4. DISCUSSION AND CONCLUDING REMARKS

We have extended the earlier works by GL05, GPK10, and KGS14 investigating the conditions for fast reconnection between the magnetic field lines that rise from the accretion disk and the lines anchored into the BH horizon. Distinct from previous works that adopted the standard thin, optically thick model of disk accretion, in this study we considered MDAF accretion in the inner region around the BH, which includes the dominant role of the magnetic field and is suitable for sub-Eddington sources (Meier 2005, 2012). This model produces results that are similar to those obtained in earlier works. The calculated magnetic power released by fast reconnection driven by turbulence versus source mass is consistent with the observed correlation between radio emission and source mass for microquasars and LLAGNs. This may be useful for the interpretation of the fundamental plane of BH activity which correlates the radio and X-ray emission of these sources with their BH mass (Merloni et al. 2003; Falcke et al. 2004; Huang et al. 2014). The investigation of the X-ray emission, which is directly related to emission processes in the accretion disk, is beyond of the scope of this work which focused on coronal emission. Nevertheless, our model suggests a simple interpretation for the existence of these empirical correlations.

As argued in GPK10 and KGS14, since fast magnetic reconnection and the associated emission flares are strongly dissipative phenomena that lead to partial destruction of the equilibrium configuration in the inner accretion disk/corona region, this mechanism could be related to the transition from the hard or low/hard to the high/soft X-ray state (see also Huang et al. 2014).

The observed gamma-ray emission of these sources is also well correlated with the radio luminosity, and the calculated fast magnetic reconnection power is large enough to produce them both in the core region (Figure 3). Furthermore, as mentioned in KGS14, the results here do indicate that the fast reconnection is relatively insensitive to the accretion disk model. The similarity between the results here produced with MDAF accretion and those of KGS14 with standard disk accretion is striking (Figure 2). The only difference is that in order for magnetic reconnection to produce both emissions, the sources in general require accretion rates $5 \times 10^{-4} < \dot{m} \leq 0.05$ in the MDAF case and $\dot{m} > 0.05$ in the standard accretion case (KGS14). This difference is due to the inherent physical assumptions of each model as described.

Finally, our work further supports the observed correlation between GRBs and blazars (Nemmen et al. 2012) and suggests that the gamma-ray and radio emission from such sources cannot be produced by fast magnetic reconnection in the core region. It is rather originated further out in the jet.

To conclude, the results above mainly connect the radio and gamma-ray emission from low-luminosity compact sources to magnetically dominated reconnection process in the nuclear region of these sources whether the accretion flow model is standard disk corona (KGS14) or MDAF (this work). As a further step, more general analytical and numerical studies will be needed to more realistically explore the scenario presented here. Also, the reproduction of observed non-thermal spectral energy distributions of different sources employing the acceleration mechanism above will help to further test it (see attempts in this direction in Khiali et al. 2014).

This work has been partially supported by the Brazilian agencies FAPESP (2013/09065–8, 2011/51275–4) and CNPq (300083/94 – 7, 142220/2013 – 2).

REFERENCES

- Biskamp, D., Schwarz, E., & Drake, J. F. 1997, *PhPI*, **4**, 1002
- de Gouveia Dal Pino, E. M., & Kowal, G. 2015, in *Magnetic Fields in Diffuse Media*, ed. A. Lazarian, E. de Gouveia Dal Pino, & C. Melioli (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 407; Berlin: Springer), 373
- de Gouveia Dal Pino, E. M., Kowal, G., Kadowaki, L. H.S., Piovezan, P., & Lazarian, A. 2010a, *IJMPD*, **19**, 729
- de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2005, *A&A*, **441**, 845
- de Gouveia Dal Pino, E. M., Piovezan, P. P., & Kadowaki, L. H.S. 2010b, *A&A*, **518**, A5
- Dexter, J., McKinney, J. C., Markoff, S., & Teukhovsky, A. 2014, *MNRAS*, **440**, 2185
- Falcke, H., Krding, E., & Markoff, S. 2004, *A&A*, **414**, 895
- Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, *MNRAS*, **355**, 1105
- Fender, R. P., Homan, J., & Belloni, T. M. 2009, *MNRAS*, **396**, 1370
- Huang, C.-Y., Wu, Q., & Wang, D.-X. 2014, *MNRAS*, **440**, 965
- Kadowaki, L. H.S., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Singh, C. B. 2014, *ApJ*, submitted (arXiv:1410.3454)
- Khiali, B., de Gouveia Dal Pino, E. M., & del Valle, M. V. 2014, *MNRAS*, submitted (arXiv:1406.5664)
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2011, *ApJ*, **735**, 102
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2012, *PhRvL*, **108**, 241102
- Kowal, G., Lazarian, A., Vishniac, E. T., & Otmianowska-Mazur, K. 2009, *ApJ*, **700**, 63
- Lazarian, A., & Vishniac, E. 1999, *ApJ*, **517**, 700
- MacDonald, D. A., Thorne, K. S., Price, R. H., & Zhang, X. H. (ed.) 1986, in *Black Holes: The Membrane Paradigm* (New Haven, CT: Yale Univ. Press), 121
- Meier, D. L. 2005, *Ap&SS*, **300**, 55
- Meier, D. L. 2012, *Black Hole Astrophysics: The Engine Paradigm* (Berlin: Springer)
- Merloni, A., Heinz, S., & di Matteo, T. 2003, *MNRAS*, **345**, 1057
- Nagar, N. M., Falcke, H., & Wilson, A. S. 2005, *A&A*, **435**, 521
- Nagar, N. M., Falcke, H., Wilson, A. S., & Ulvestad, J. S. 2002, *A&A*, **392**, 53
- Narayan, R., & Yi, I. 1995, *ApJ*, **452**, 710
- Nemmen, R. S., Georganopoulos, M., Guiriec, S., et al. 2012, *Sci*, **338**, 1445
- Neronov, A., & Aharonian, F. A. 2007, *ApJ*, **671**, 85
- Parker, E. N. 1979, *Cosmical Magnetic Fields: Their Origin and Their Activity* (Oxford: Clarendon), 858
- Qiao, E., & Liu, B. F. 2013, *ApJ*, **764**, 2
- Remillard, R. A., & McClintock, J. E. 2006, *ARA&A*, **44**, 49
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, **24**, 337
- Shay, M. A., Drake, J. F., Swisdak, M., & Rogers, B. N. 2004, *PhPI*, **11**, 2199
- Sikora, M., & Begelman, M. C. 2013, *ApJL*, **764**, L24